BEOBACHTUNGEN

AM

DOPPLEREFFEKT DER KANALSTRAHLEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

VERFASST UND DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

KÖNIGL. BAYER. JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

VORGELEGT AM 15. FEBRUAR 1912

VON

HEINRICH WILSAR

AUS MOSKAU.

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

WÜRZBURG.

DRUCK DER KÖNIGL. UNIVERSITÄTSDRUCKEREI H. STÜRTZ A. G.

1912.

Referent: **Geh. Hofrat. Prof. Dr. Wien.**

Inhalt.

Seite

Einleitung 4

Versuchsanordnung 6

Die Spektra der Kanalstrahlen von Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff 14

1. Wasserstoff.
   a) Viellinienspektrum 15
   b) Hauptserie 16
2. Sauerstoff 17
   a) Identifizierung der Funkenlinien und ihr Dopplereffekt . . . 18
   b) Dopplereffekt der Serienlinien 24
   c) Verhalten der Sauerstoffbanden im Kanalstrahl 27
3. Stickstoff 27
   a) Bandenspektrum 28
   b) Linienspektrum und Dopplereffekte 29

Das Spektrum der sich vom Beobachter entfernenden Kanalstrahlen-Träger 34

Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen-Teilchen von der Röhrenspannung 35

Die Größe des Dopplereffekts und die Zahl der Elementarladungen eines Trägers 41

Einwirkung des Magnetfeldes auf den Dopplereffekt der Sauerstoff-Kanalstrahlen 51

Über die Abnahme der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen mit der Entfernung von der Kathode 55

Reflexion der Wasserstoff-Kanalstrahlen an Glas und Metall und die „Retrograde Rays“ 60

Anregungsversuche:

Über den Ursprung der bewegten und der ruhenden Intensität der Kanalstrahlen 69

Anregung verschiedener Gase durch verschiedene Kanalstrahlen . . . 77

Anregung des Hg-Dampfes durch Kanalstrahlen 78

Zusammenfassung der Resultate 80

Einleitung.

Die in einem evakuierten Rohre durch elektrische Entladung entstehenden Kanalstrahlen sind materielle, Licht aussendende Teilchen, die sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes des Kathodenfalls, mit großer Geschwindigkeit auf die Kathode zu bewegen. Durch eine Öffnung in der Kathode können sie aus dem Entladungsraum in einen kräftefreien Raum geleitet und dort auf ihre Eigenschaften untersucht werden. Der Umstand, daß die Kanalstrahlen aus bewegten, zum Teil geladenen Teilchen bestehen, ermöglichte zur Untersuchung die Anwendung derselben Methoden, die sich bei den Kathodenstrahlen als geeignet erwiesen hatten. Magnetische und elektrische Ablenkungsversuche, die zuerst von W. Wien, dann von J. J. Thomson, von Dechend und Hammer und von Königsberger ausgeführt worden sind, gestatteten das Verhältnis $\frac{e}{m}$, Geschwindigkeit, Ladung der Teilchen zu bestimmen, auch Schlüsse auf die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Entladespannung und andere Eigenschaften der Strahlen zu ziehen.

Die Möglichkeit, eine andere Untersuchungsmethode anzuwenden, ergab sich daraus, daß der Kanalstrahl bewegte Lichtquellen enthält, die spektroskopisch beobachtet werden können.

Die Abhängigkeit der Veränderung der Wellenlänge von der Geschwindigkeit v der auf den Empfänger zueilenden Lichtquelle, drückt sich bekanntlich durch folgende Relation aus:

$$\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

wo

c = die Lichtgeschwindigkeit,

λ = die von der Quelle ausgesandte Wellenlänge bedeutet.

Bei spekroskopischen Beobachtungen tritt dieser Dopplereffekt als eine Verschiebung der Spektrallinie nach den kleineren Wellenlängen auf.

In der Astronomie ist die Beobachtung des Dopplereffekts der bewegten Weltkörper schon seit langer Zeit eine wichtige Quelle der Forschung. Mit irdischen, mechanisch erzeugten Geschwindigkeiten ist es wohl zuerst Belopolski[1]) in Pulkowo gelungen, durch rotierende Spiegel den optischen Dopplereffekt zu erhalten.

Nachdem in den Kanalstrahlen schnell bewegte Leuchtquellen gefunden waren, lag es nahe, auch hier nach einem Dopplereffekt zu suchen. Im Jahre 1905 entdeckte J. Stark[2]) in Göttingen den Dopplereffekt an den Serienlinien der Kanalstrahlen des Wasserstoffs. Die axialen Spektrophotogramme zeigten, wie erwartet, die nach kleineren Wellenlängen verschobenen Serienlinien (bewegte Intensität), daneben aber auch die unverschobenen Serienlinien: es mußten also neben den bewegten Quellen auch noch ruhende Leuchtzentren derselben Art immer vorhanden sein (ruhende Intensität).

Die spektroskopische Untersuchung der Kanalstrahlen gab die Möglichkeit das $\Delta\lambda$ in der Gleichung

$$\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \qquad (1)$$

zu bestimmen. Im Verein mit der Annahme, daß die kinetische Energie der bewegten Teilchen aus dem durch die angelegte Spannung bewirkten Felde stammt, d. h.

$$\frac{1}{2} m v_{max}^2 = eV \qquad (2)$$

wo

m = Masse eines Teilchens,
v_{max} = die größte im Strahle auftretende Geschwindigkeit,
e = Ladung eines Teilchens,
V = angelegte Spannung,

gab die Gleichung (1) eine Methode zur Erforschung der Eigenschaften der Strahlen.

Es ist nun eine ganze Reihe von Fragen, auf die man vom Dopplereffekt eine Antwort erwarten durfte und zum Teil auch schon erhalten hat:

Welche Spektrallinien eines chemischen Elements geben im Kanalstrahl den Dopplereffekt? Daraus folgt eine Klassifizierung

[1]) A. Belopolski, Astrophys. J. 13. 1901.
[2]) J. Stark, Götting. Nachr. 1905. Heft 5.

der Spektrallinien nach dem Vorhandensein und der Größe des Effekts, mithin eine Zuordnung der Linien an verschiedene Träger.

Welche Geschwindigkeiten kommen im Kanalstrahl vor und wie verteilen sie sich?

Welche ursprüngliche Ladung hat der betreffende Träger einer Spektrallinie im Kathodenfall?

Vielleicht ist auch ein Hinweis auf die Kardinalfrage des Leuchtproblems möglich: in welchem elektrischen Zustande befinden sich die Aussender einer Spektrallinie?

Welchen Ursprung haben die Träger der bewegten und die der ruhenden Intensität?

Daneben treten Fragen von weniger prinzipiellem Charakter auf, die aber für die Natur der Kanalstrahlen doch von Interesse sind: werden die Kanalstrahlen gebremst, wenn sie durch ein Gas hindurchfliegen? Wie werden sie absorbiert? Werden die Strahlen an Metall und Glas reflektiert? usw.

Mit Beobachtungen am Dopplereffekt der Kanalstrahlen haben sich zuerst J. Stark und seine Schüler befaßt, ferner auch Paschen, Straßer, Bärwald, Lunkenheimer und andere.

Auf Veranlassung des Herrn Geheimrat W. Wien habe auch ich im physikalischen Institut der Universität Würzburg Beobachtungen am Dopplereffekt der Kanalstrahlen unternommen, und zwar habe ich die Effekte an Strahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs von verschiedenen Gesichtspunkten untersucht. Einen besonderen Teil der Untersuchung bilden die Anregungsversuche, bei denen Kanalstrahlen eines Gases in die Atmosphäre eines anderen Gases oder Dampfes hineingeleitet wurden.

Im folgenden sollen diese in den Jahren 1910 und 1911 ausgeführten Versuche geschildert und die erhaltenen Resultate mitgeteilt werden.

Die Versuchsanordnung.

Bei allen Versuchen wurde die von W. Wien angegebene Durchströmungsmethode angewandt. Die beigefügte Figur 1 zeigt die Anordnung.

Zwischen D und E wurden die verschiedenen Entladungsröhren eingesetzt. Sie bestanden gewöhnlich aus einem Glasrohr von

4 cm ∅ mit einem Seitenansatz für die tisch- oder röhrenförmige Aluminium-Anode A.

Die Kathode K bestand aus einem 4 cm langen Eisenzylinder mit einer Bohrung von 4 mm ∅; auf der Vorderseite (nach dem Entladungsrohre zu) war das Eisen durch eine aufgenietete Aluminiumplatte verdeckt, um die Zerstäubung des Eisens zu verringern. Der Abstand zwischen Kathode und Anodenansatz betrug 18—20 cm. Durch die 1,5 m lange Kapillare L, die einen Durchmesser von 0,1 mm hatte, strömte das zu untersuchende Gas aus dem Vorratsraum U ein und wurde zum Teil von der Gaedepumpe entfernt, zum Teil auch (im Falle von Sauerstoff und Stickstoff) von der in C sich befindenden mit flüssiger Luft oder fester CO_2 + Aceton gekühlten Kokosnußschalenkohle absorbiert. Durch Regulierung der Pumpengeschwindigkeit und des Gasdrucks im Vorratsraum konnte jeder beliebige Druck im Entladungsraum konstant gehalten werden. Dieser Druck wurde mit dem Mc Leod-Manometer hinter der Kathode gemessen.

Als Stromquelle wurde bei den meisten Versuchen ein großes Induktorium benutzt. Als Unterbrecher diente ein Quecksilber-Turbinenunterbrecher; bei den viele Stunden dauernden Versuchen bewährte sich dieser Unterbrecher sehr gut; erst nach 60—70 Arbeitsstunden mußte das Quecksilber gereinigt werden. Die Intensität der Kanalstrahlen hängt stark von der Frequenz der Unterbrechungen ab: im allgemeinen sind die Strahlen bei geringer Frequenz (ca. 12 in der Sekunde) intensiver als bei der Normalfrequenz des Unterbrechers.

Bei den Versuchen mit dem Induktorium wurden die Spannungen mit der parallel geschalteten Funkenstrecke F gemessen; die Kugeln hatten einen Radius von 1 cm.

Bei einigen Versuchen mit Wasserstoff-Kanalstrahlen diente für Spannungen bis 4000 Volt eine Hochspannungsdynamo als Stromquelle; für höhere Spannungen eine 20plattige Influenzmaschine.

Bei diesen Gleichstromversuchen wurde neben einer Funkenstrecke noch das Thomsonsche Binantelektrometer als Spannungsmesser benutzt.

Die Gase. Der Sauerstoff und der Stickstoff wurden käuflichen Bomben entnommen. Die Kohlensäure wurde in einem gewöhnlichen Kippschen Apparat hergestellt. Bei Versuchen, bei

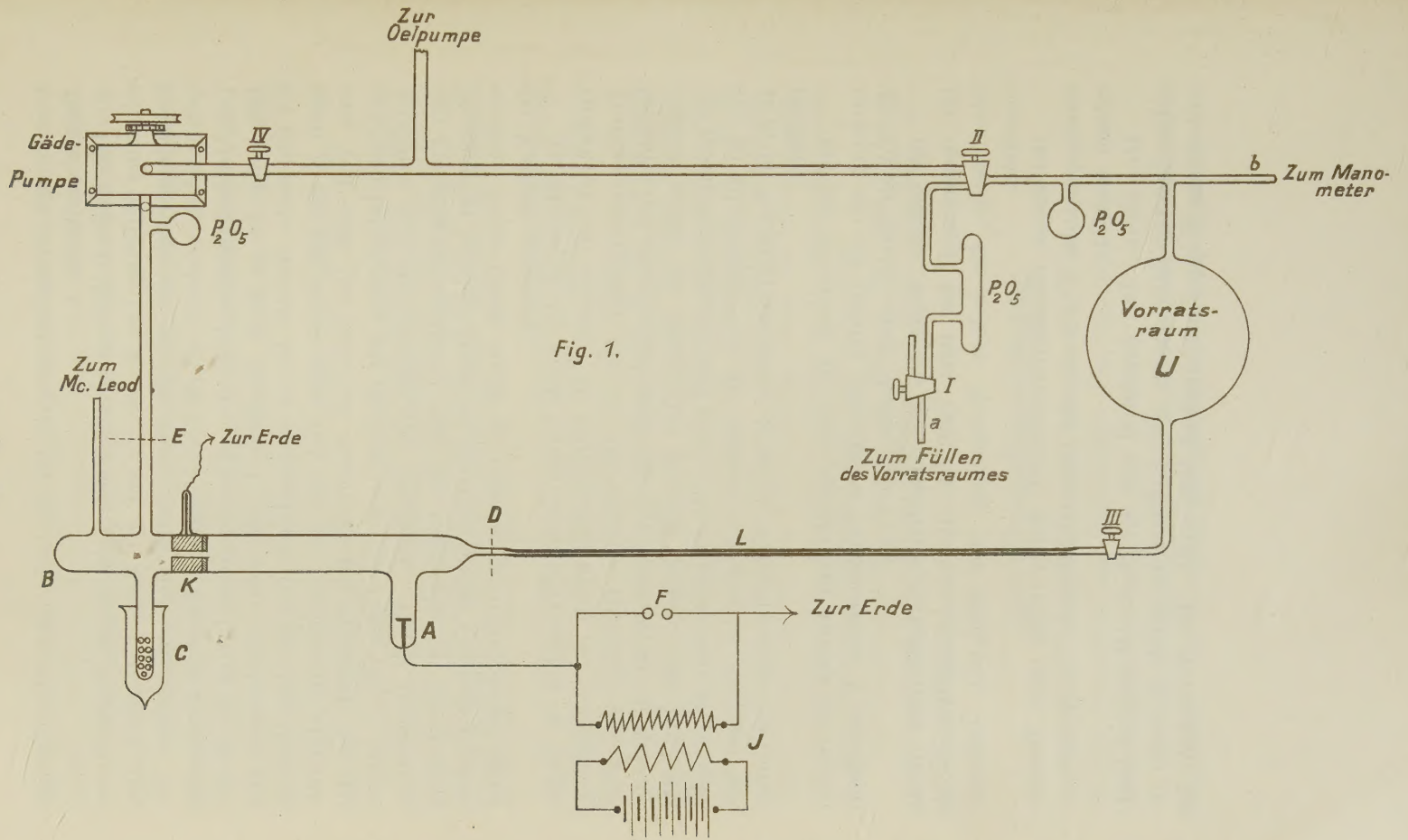

Zur Oelpumpe
Gäde-Pumpe
IV
II
b
Zum Manometer
P_2O_5
P_2O_5
P_2O_5
Vorrats-raum U
I
a
Zum Füllen des Vorratsraumes
Zum Mc. Leod
E
Zur Erde
D
L
III
B
K
C
A
F
Zur Erde
J

Fig. 1.

denen es nicht auf große Reinheit des Gases ankam, wurde auch der Wasserstoff einem Kippschen Apparat entnommen; wo Reinheit wichtig war, wurde er elektrolytisch aus einer Phosphorsäurelösung hergestellt. Da die so erhaltenen Gase sich als genügend rein für die verfolgten Zwecke erwiesen, so wurde von einem besonderen Reinigungsprozeß abgesehen; die Gase wurden nur in der Anordnung selbst über Phosphorpentoxyd getrocknet.

Die Füllung des Vorratsraumes U geschah wie folgt: der Raum U wurde bei geschlossenem Hahn III und IV und geeigneter Stellung des Dreiweghahns II mit der Ölpumpe (siehe Figur 1) ausgepumpt. Dann wurde der Gasbehälter mit Hilfe eines kurzen Vakuumschlauchs an die Anordnung bei a angelegt. Zuerst strömte das Gas durch den Dreiweghahn I einige Sekunden in die Luft hinaus, dann wurde es durch Drehen des Hahnes I in die Anordnung hineingelassen und strömte über P_2O_5 durch II in das Gefäß U. Das Vorratsgefäß U wurde dann mit der Ölpumpe wieder evakuiert. Dieser Spülvorgang wurde 3—4 mal wiederholt, bis man sicher sein konnte, daß der Vorratsraum keine Reste der früheren Füllung mehr enthielt. Mit Hilfe der Ölpumpe und des bei b angebrachten Hg-Manometers konnte nun der gewünschte Gasdruck im Vorratsraum hergestellt werden. Das Gefäß U war in dauernder Verbindung mit einem P_2O_5-Behälter. Bei Öffnen des Hahns III konnte nun das trockene Gas durch die Kapillare in das Entladungsrohr strömen.

Bei geschlossenem Hahn II und offenem IV diente die Ölpumpe zum Schaffen des Vorvakuums für die Gaedepumpe.

Bei allen Versuchen ohne Ausnahme war eine Kühlung notwendig, da ohne Kühlung Hg-Dampf aus der Gaedepumpe ins Entladungsrohr drang. Die Hg-Linien traten dann bei spektroskopischer Beobachtung sowohl im Entladungsrohr als auch im Kanalstrahl sehr stark auf. Ein Versenken des Ansatzrohrs C in ein Dewargefäß mit flüssiger Luft oder mit einer Mischung von Aceton und fester Kohlensäure genügte, um in Verlauf einiger Minuten die Hg-Linien im Entladungsrohr zum vollständigen Verschwinden zu bringen. Die Aceton-Kohlensäure-Mischung hielt sich in einem mit Asbest zugedeckten Kühlgefäß über 24 Stunden, die flüssige Luft 16—20 Stunden lang.

Bei den meisten Versuchen befand sich im Kühlrohr C Kokosnußschalenkohle, die im Falle von Wasserstoff dazu diente, den Beobachtungsraum von etwa auftretenden Beimengungen anderer

Gase zu säubern — im Falle von Sauerstoff und Stickstoff unterstützte die Kohle die Wirkung der Gaedepumpe. Damit die Kohle möglichst hohe Absorptionsfähigkeit besitzt, wurde die gut gebrannte Kokosnußkohle in ein schwer schmelzbares Rohr gebracht und unter dauerndem Abpumpen mit der Ölpumpe mit Bunsenflammen mehrere Stunden lang möglichst stark erhitzt. Die so vorbereitete Kohle wurde dann in das Gefäß gebracht und im Rohr C unter ständigem Auspumpen mit der Gaedepumpe 10—12 Stunden lang auf 200—250° C erhitzt. Erst dann wurde die Kühlung angebracht und der Durchströmungsversuch begonnen.

Mit der so vorbereiteten Kohle und flüssiger Luft konnte, wenn kein Gas durch die Kapillare strömte, in den Röhren leicht ein Vakuum von weniger als 0,00001 mm Hg erreicht werden.

Die Untersuchung des Dopplereffekts geschah auf spektrophotographischem Wege.

Bei B wurde ein sehr lichtstarker Dreiprismenspektrograph von Steinheil aufgestellt und longitudinale und transversale Aufnahmen des Kanalstrahls im Beobachtungsraum gemacht.

Die beiden Aufnahmen lagen genau untereinander. Die Platte brauchte dabei nicht verschoben zu werden, es wurde nur für die Longitudinalaufnahme die untere, für die Transversalaufnahme die obere Hälfte des Spaltes abgeblendet und der Apparat um 90° gedreht. Dadurch wurde erreicht, daß die ruhenden Intensitäten der Linien genau untereinander lagen und es war ein leichter Vergleich der Linien möglich. Bei den axialen Aufnahmen wurde der Spektralapparat immer so unter einem kleinen Neigungswinkel zum Strahl aufgestellt, daß kein Licht aus dem Entladungsrohr durch die Kathodenbohrung auf den Spalt fallen konnte.

Die Breite des Spalts betrug in verschiedenen Fällen 0,01 bis 0,04 mm.

Der Kollimator des Spektralapparats hatte ein Öffnungsverhältnis von 1:3 bei einem Linsendurchmesser von 65 mm, das Objektiv der Kamera 1:2,6 bei 75 mm.

Die Lichtstärke des Apparats ermöglichte es schon in 10—15 Minuten gute Dopplereffekte der Wasserstoff-Serienlinien zu erhalten. Trotzdem waren bei einer Reihe von Versuchen Expositionen bis zu 20 Stunden erforderlich.

Zu den Aufnahmen wurden Schleußners Ultra-Rapid-Platten benutzt. Entwickelt wurde mit Methol-Hydrochinon-Entwickler.

Die Dispersion des Apparats ist der beigefügten Dispersionskurve (Figur 2) zu entnehmen.

Die Linien der so erhaltenen Spektralaufnahmen wurden mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers ausgemessen und mit

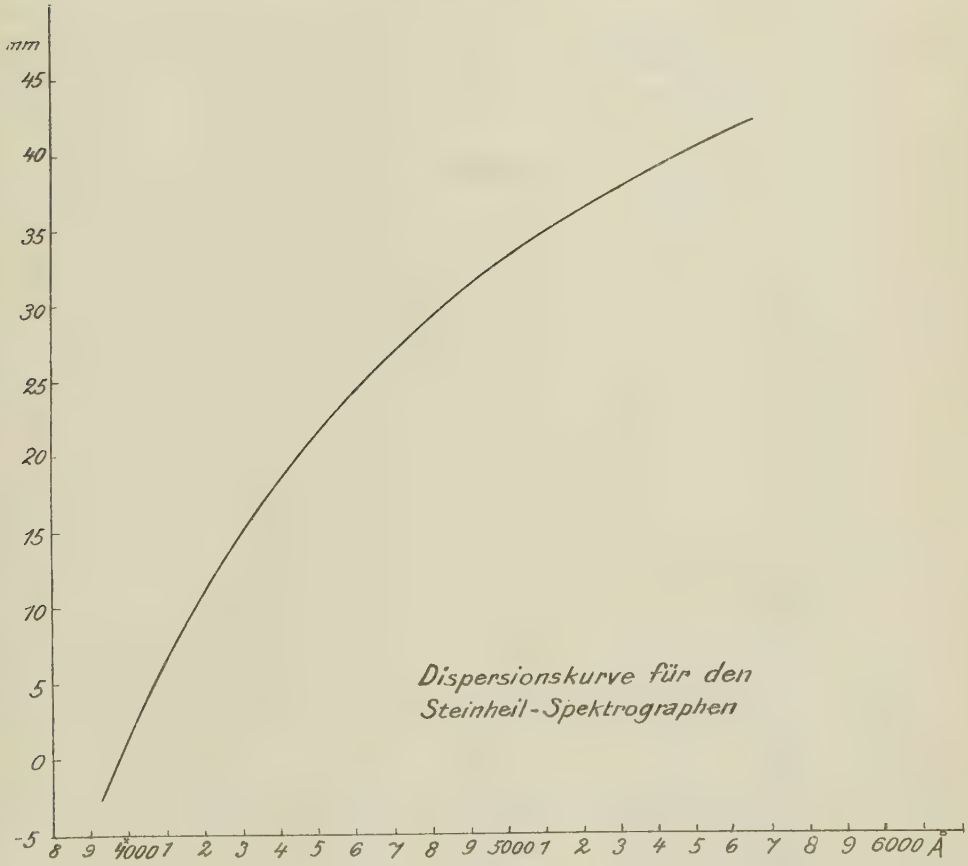


Fig. 2.

Hilfe der Dispersionskurve, die in Figur 2 im Maßstabe 1 : 5 reproduziert ist, identifiziert. Als Ausgangslinie für die Messungen diente die auf vielen Platten vorhandene Hg-Linie $\lambda = 4358$ Å. Wenn zwischen Gaedepumpe und Beobachtungsraum keine Kühlung angebracht war, so strömte eine kleine Menge Hg-Dampf immer aus der Pumpe zum Kühlrohr C. Im Beobachtungsraum wurde dieser

Hg-Dampf durch den Kanalstrahl zur Emission seiner Linien angeregt und die stärksten Linien kamen auf diese Weise mit auf die Platte. Die identifizierten Linien wurden unter dem Mikroskop durch Vergleich der Longitudinal- und Transversalaufnahmen unter-

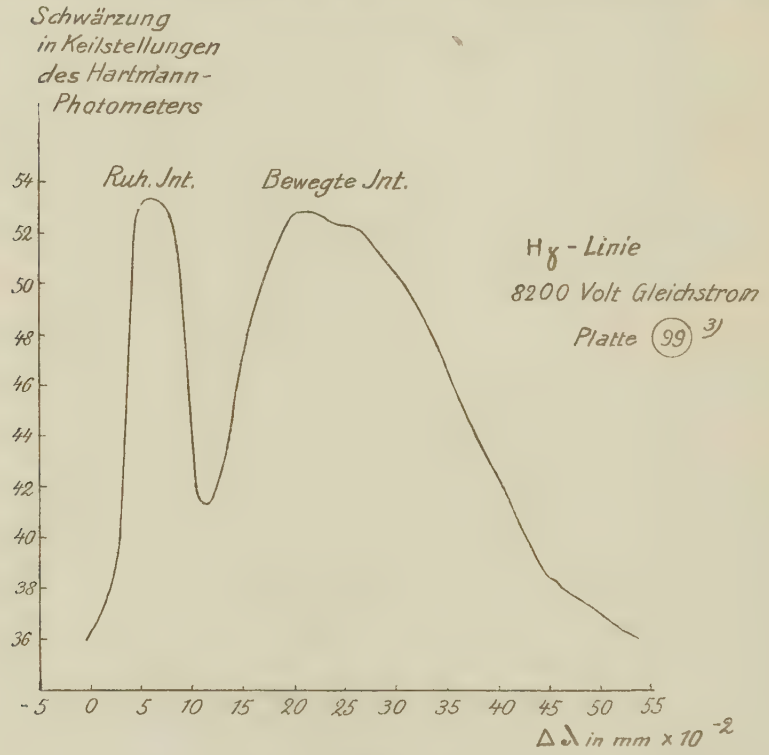


Fig. 3.

sucht und dann mit dem Hartmannschen Mikrophotometer ausphotometriert und die Schwärzungen als Kurven über $\Delta\lambda$ in mm 10^{-2} aufgetragen.

Das beigefügte Diagramm, Figur 3, zeigt die ruhende und bewegte Intensität der Wasserstofflinie H_γ. Der Wasserstoff der Füllung entstammte dabei einem Kippschen Apparat; die Gleichstromspannung (Influenzmaschine) betrug 8200 Volt; der Spalt war 0,01 mm; die Expositionszeit 20 Minuten.

Um zu zeigen, wie die Ausphotometrierung vorgenommen wurde, und mit welcher Genauigkeit man rechnen konnte, soll hier (Tabelle I) ein vollständiges Beispiel angeführt werden, und zwar an der Linie H_δ der Wasserstoff-Serie:

Tabelle I.

Photometrierung der H_δ-Linie Platte (42)

Platte (42): Bedingungen.

Füllung: Wasserstoff aus Kipp. Apparat.
Druck im Vorratsraum: 56 cm Hg.
Kühlung: CO_2 + Aceton.
Aufnahme: axial.

Spannung: 2,5 mm Funkenstrecke.
Spalt: 0,01 mm
Exposition: 1 Std. 30 Min.
Platte: Schleussner U. R.
Entwickler: Methol-Hydrochin.

1. Einstellung d. Hartmann Photometers in mm $\times 10^{-2}$	2. Schwärzung in Keil-Stellungen 2 ↓	3. Schwärzung in Keil-Stellungen 3 ↑	4. Mittel aus 2 u. 3	5. $\Delta\lambda$ i. Å aus 1 und Dispersionskurve Fig. 2	6. $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \times 10^4$
0	28,3	28,0	28,15	0,000	0,000
98	28,5	28,7	28,60	0,425	1,133
96	30,3	30,6	30,45	0,850	2,066
94	34,0	34,2	34,10	1,275	3,099
92	37,3	37,2	37,25	1,700	4,140
91	38,0	37,8	37,90	1,912	4,665
90	36,3	36,7	36,50	2,125	5,165
88	30,0	29,6	29,80	2,550	6,200
86	28,3	28,2	28,25	2,975	7,240
84	28,0	28,3	28,15	3,400	8,280
82	28,8	28,9	28,85	3,825	9,310
80	29,6	29,4	29,50	4,250	10,330
78	30,3	30,4	30,35	4,675	11,370
76	32,4	32,5	32,45	5,100	12,400
74	33,4	33,8	33,60	5,525	13,440
72	34,8	34,6	34,70	5,950	14,48
70	35,0	34,5	34,75	6,375	15,50
68	34,9	34,6	34,75	6,800	16,54
66	35,0	35,5	35,25	7,255	17,60
64	35,0	35,0	35,00	7,650	18,62
62	34,6	34,3	34,45	8,075	19,67
60	34,1	33,8	33,95	8,500	20,66
58	33,0	33,0	33,00	8,925	21,70
56	32,6	32,7	32,65	9,350	22,74
54	32,0	32,2	32,10	9,775	23,79
52	31,4	31,3	31,35	10,200	24,80
50	30,2	30,5	30,35	10,625	25,81
48	29,6	29,6	29,60	11,050	26,83
46	29,2	29,0	29,10	11,475	27,86
44	28,6	29,0	28,80	11,900	28,88
42	28,2	28,3	28,25	12,325	30,00
40	28,0	28,0	28,00	12,750	31,00

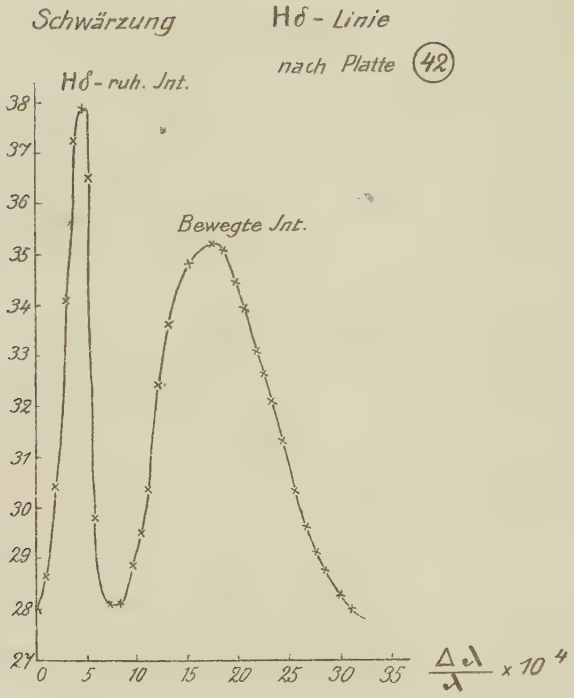


Fig. 4.

Die Kurve der Fig. 4 ist nach den Werten der Rubriken 4 und 6 der Tabelle I gezeichnet.

Die Spektra der Kanalstrahlen von Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff.

(Zuordnung der Spektrallinien an verschiedene Träger).

1. Wasserstoff.

Der Wasserstoff besitzt ein Serienspektrum, welches sich genau der Balmerschen Formel [1])

$$\lambda = h \frac{n^2}{n^2 - 4}$$

fügt, wobei h eine Konstante ist, und für n die ganzen Zahlen von drei aufwärts einzusetzen sind, um alle Linien einer Serie zu erhalten. Die bekannten durch diese Formel definierten Linien H_α, H_β .... gehören der ersten Nebenserie des Wasserstoffs an.

[1]) J. J. Balmer, Wied. Ann. 25; 1885. p. 80—87.

Eine zweite Nebenserie ist im Spektrum einiger Himmelskörper gefunden worden und daraus hat Rydberg[1]) die Hauptserie des Wasserstoffs berechnet. Die erste Linie der Hauptserie $\lambda = 4687{,}88$ Å ist auch in Sternen gefunden worden.

Außer dem Serienspektrum hat der Wasserstoff noch ein anderes aus sehr vielen scharfen Linien bestehendes Spektrum, das sich von rot bis violett erstreckt: das Viellinienspektrum.

In den Kanalstrahlen treten die Linien der ersten Nebenserie, die bekanntlich immer einen für alle Linien gleichartigen Dopplereffekt haben, intensiv auf; dagegen ist das Viellinienspektrum recht schwach. Um dieses zweite Spektrum auf den photographischen Platten zu erhalten, und auf den Dopplereffekt untersuchen zukönnen, mußten längere Expositionen unternommen werden (longitudinal 5—7 Stunden, transversal 8—9 Stunden, transversal am Pinsel von der Kathode über eine Stunde).

Nun hatte schon J. Stark[2]) am Viellinienspektrum (welches er als Bandenspektrum des Wasserstoffs bezeichnet) keinen Dopplereffekt gefunden. Es verhalten sich aber, wie Dufour[3]) gezeigt hat, nicht alle Linien des zweiten Wasserstoffspektrums gleich in Bezug auf den Zeemaneffekt: denn während einzelne Linien ihn haben, fehlt er den anderen. Es war nun möglich, daß diese Verschiedenheit sich auch mit Hilfe des Dopplereffekts konstatieren ließ. Deshalb habe ich neben anderen auch eine Reihe von Linien, die nach Dufour den Zeemaneffekt zeigen, genau untersucht, doch konnte ich bei allen Linien keine Spur eines Dopplereffekts finden: die mit einer starken Lupe und mit dem Hartmannschen Mikrophotometer untersuchten longitudinalen und transversalen Aufnahmen des Viellinienspektrums waren identisch.

In der Tabelle II (Seite 16) sind die genau geprüften Linien angeführt.

Aus den angeführten Resultaten muß geschlossen werden, daß der Dopplereffekt und der Zeemaneffekt voneinander unabhängige Erscheinungen sind.

[1]) J. R. Rydberg, Astrophys. J. 6. p. 233—238 (1897).

[2]) J. Stark; Ann. d. Phys. 21. 1906. S. 425.

[3]) Dufour: Sur les spectres de l'hydrogène. Thèse Paris 1906. — Ann. de chim. et phys. (8). 9. 1906 p. 361—432.

Tabelle II.

Nach Platte (31):

Füllung: Elektrolyt. Wasserstoff.
Stromquelle: Induktorium.
Spannung: 2,5 mm Funkenstrecke.
Spalt: 0,01 mm.
Exposition: Longitudinal: 7 Std. 40 Min.
Transversal (Pinsel vor der Kathode) 1 Std.

Wellenlänge in Å	Int.	Zeemaneffekt nach Dufour	Doppler-Effekt
4634,2	9	vorhanden	fehlt
4632,1	6	„	„
4628,1	6	nicht untersucht	„
4934,8	5	vorhanden	„
4928,2	5	„	„
4205,3	8	nicht untersucht	„
4200,0	3	„	„

Die Wellenlängen sind nach Wattson identifiziert (Kaysers Handb.)
Die Platten (16) (17) (18) zeigten dieselben Resultate.

Als Träger der Serienlinien des Wasserstoffs wird das einfach geladene Atom angenommen, nach W. Wien ist dafür

$$\frac{e}{m} = 9650 .$$

Ob nun als Träger des Viellinienspektrums das Molekül des Wasserstoffs, oder ein anderes Gebilde angenommen werden muß, kann bis jetzt wohl kaum entschieden werden. Jedenfalls aber ist es sicher, daß die Träger des Viellinienspektrums unter den bewegten leuchtenden Teilchen des Kanalstrahls nicht vorhanden sind und also vom elektrischen Felde (Kathodenfall) wohl nicht beschleunigt werden können.

Die Hauptserie des Wasserstoffs ist an irdischen Lichtquellen bis jetzt mit Sicherheit nicht konstatiert worden. Zwar hat J. Stark[1]) zuerst auf seinen Wasserstoffaufnahmen eine Linie gefunden, die er als die erste Linie der Hauptserie $\lambda = 4687{,}88$ Å bezeichnete; diese Linie hatte einen Dopplereffekt von „derselben Art und Größe,

[1]) J. Stark; Phys. Zeit. 1906, Nr. 8. S. 249.

wie die erste Nebenserie". Doch hat Stark [1]) selbst später dieses Resultat als nicht ganz sicher hingestellt. Dieselbe Linie der Hauptserie sollen auch Lockyer und Baxandall in einem Helium-Geißlerrohr gesehen haben; doch geben sie 4685,97 Å als Wellenlänge an. Ich habe auch auf meinen Wasserstoffaufnahmen nach dieser Linie gesucht. Die kürzeren Expositionen haben an der betreffenden Stelle der Platte überhaupt nichts gegeben. Bei langen Expositionen ergab sich an der Stelle eine Gruppe von Linien, die aber bei longitudinalen und transversalen Aufnahmen das gleiche Verhalten zeigten, also keinen Dopplereffekt besaßen. Da sich außerdem diese Linien mit denen des Wattsonschen Verzeichnisses des zweiten Wasserstoffspektrums decken, so ist wohl anzunehmen, daß sie dem Vielliniensspektrum angehören.

2. Sauerstoff.

Der Sauerstoff hat ein intensives Funkenlinienspektrum, welches aus sehr vielen Linien verschiedener Intensität besteht. Außerdem besitzt er ein weniger stark auftretendes Serienspektrum [2]) und einige Banden.

Alle drei Arten der Spektra treten auch in den Kanalstrahlen des Sauerstoffs auf; doch ist hier das Serienspektrum immer recht schwach im Vergleich zu den Funkenlinien.

Während beim Wasserstoff die Serienlinien den Dopplereffekt zeigen und die anderen Linien ihn nicht besitzen, ist es beim Sauerstoff, wie Paschen [3]) gefunden hat, das allem Anscheine nach keinem Verteilungsgesetz gehorchende Funkenlinienspektrum, welches im Kanalstrahl den intensiven Dopplereffekt zeigt.

Im Bereich von 5000 Å bis 3900 Å habe ich das Sauerstoff-Kanalstrahlen-Spektrum mit meiner Versuchsanordnung untersucht und habe an allen Funkenlinien, die ich als solche identifizieren konnte, den Dopplereffekt gefunden.

Es wurde eine Reihe von entsprechenden Longitudinal- und Transversalaufnahmen gemacht, die Lage der ruhenden Intensitäten, ausgehend von der Hg-Linie $\lambda = 4358$ Å, mit dem Hart-

[1]) J. Stark; Ann. d. Phys. 21 1906. S. 424.

[2]) Paschen und Runge; Ann. d. Phys. 1897. 61. S. 641.

[3]) Paschen: Ann. d. Phys. 1907. 23. S. 261. S. a. J. Stark; Ann. d. Phys. 1908. 26. S. 806.

mann-Photometer festgestellt, dann die Wellenlängen nach der Dispersionskurve (Figur 2) bestimmt, und durch Vergleich mit dem in Kaysers Handbuch angeführten Verzeichnis der Sauertsofflinien im Luft-Funkenspektrum (Neovius) die Linien identifiziert.

Die angeführte Tabelle enthält die untersuchten Funkenlinien:

Identifizierung der Funkenlinien des Sauerstoff-Kanalstrahlen-Spektrums.

1. Nach Platte (19) Schleussner U. R

Daten: Füllung: Bomben-Sauerstoff.
Spannung: 5 mm Funkenstrecke, Induktor.
Spalt: 0,01 mm.

a) Longitudinal:
Aufstellung des Spektralapparats:
unter 5° Neigung zur Strahlenachse.
Exposition: 2 Stunden.

b) Transversal:
Aufstellung des Apparats:
unter 90° zum Strahl im Beobachtungsrohr.
Exposition: 5½ Stunden.

2. Nach Platte (40) Wratten und Wainwright Orthochromat.

Daten: Füllung: Bomben-Sauerstoff.
Spannung: 8 mm Funkenstrecke, Induktor.
Spalt: 0,01 mm.

a) Longitudinal:
Aufstellung wie bei 1) a.
Exposition: 1 Std. 20 Min.

b) Transversal:
Aufstellung unter 90° (Pinsel vor der Kathode).
Exposition: 30 Min.
Gekühlt wurde mit CO_2 + Aceton.

Alle Linien mit meßbarem [1]) Dopplereffekt wurden ausphotometriert und als Kurven aufgetragen. Der Vergleich der Dopplerkurven zeigte, daß alle Funkenlinien des Sauerstoffs einen Dopplereffekt von gleicher Größe haben und es ist also anzunehmen, daß alle diese Linien einen gemeinsamen Träger besitzen.

[1]) An einigen Gruppen, bei denen die Linien nahe beieinander liegen, konnte der Effekt zwar konstatiert, nicht aber gemessen werden, da die bewegte Intensität einer Linie in die ruhende Intensität der benachbarten fiel.

Tabelle III.

Ausgangspunkt für die Messungen: Hg. Linie $\lambda = 4358$ Å = 17,03 mm Einstellung des Hartmann-Photometers.

Einstellung des Hartmann-Photometers in mm	Wellenlänge in Å nach der Dispersionskurve	Intensität (relative) nach Schwärzung	Wellenlänge in Å nach Kaysers Handbuch (Neovius)	Intensität nach Neovius	Doppler-Effekt	Chemischer Ursprung	Bemerkungen
26,26	4677,0	6	4676,5	6	D. E.	O	
25,90	4662,5	6	4661,9	5	D. E.	O	
25,60	4651,5	3	4651,0	4	D. E.	O	nach Platte (20)
25,50	4650,0	10	4649,2	8	?	O	
25,36	4642,5	8	4641,9	9	D. E.	O	
25,29	4639,0	5	4639,0	5	D. E.	O	
24,53	4610,0	3	4609,2	2	D. E.	O	
24,19	4597,0	7	4596,6	6	D. E.	O	
24,06	4591,6	8	4591,1	7 u	D. E.	O	
21,20	4491,8	1	4491,2	1	?	O	Kein D. E. zu merken, wohl weil zu schwach sehr unscharf
20,61	4470,6	3 u	4469,6	3 u	?	O	
20,52	4468,0	4	4467,8	4	D. E.	O	
—	fehlt	—	4465.4	4	—	O	
20,12	4457,0	2	fehlt	—	D. E.	—	Bei Trowbridge 4456
—	fehlt	—	4452,7	3	—	O	
—	fehlt	—	4447,3	12	—	N,O	Wohl nur N, deshalb auf Platte nicht vorhanden
—	fehlt	—	4443,2	1	—	O	
19,01	4418,0	8	4417,3	9	D. E.	O	
18,94	4415,0	10	4415,0	9	D. E.	O	
—	fehlt	—	4396,1	3 u	—	O	
17,90	4385,0	1	fehlt	—	?	—	Bei Trowbridge
17,73	4380,5	2	fehlt	—	?	—	4385,3 — 1 4381,5 — 2
17,46	4370,5	2	4369,7	3	kein D. E.	O	nach Platte (76)
17,38	4368,2	4	4368,8	3	kein D. E.	O	Serienlinie
17,33	4367,0	4 u	4367,0	6	D. E.	O	
17,05	4358,0	—	4358,0	—	—	Hg	Ausgangspunkt der Messungen
16,80	4351,0	4	4351,6	6	D. E.	O	
16,71	4349,0	7	4349,6	8	D. E.	O	
16,64	4347,5	5	4347,9	5	D. E.	O	
16,57	4346,0	6	4345,8	6	D. E.	O	
16,45	4343,0	3	fehlt	—	D. E.	—	
16,28	4337,0	1	4337,1	3	?	O	Kein D. E. zu bemerken, wohl weil zu schwach
16,08	4332,0	½	4331,7	3 u	?	O	
—	fehlt	—	4328,5	1	—	O	

Tabelle III (Fortsetzung).

Einstellung des Hartmann-Photometers in mm	Wellenlänge in Å nach der Dispersionskurve	Intensität (relative) nach Schwärzung	Wellenlänge in Å nach Kaysers Handbuch (Neovius)	Intensität nach Neovius	Doppler-Effekt	Chemischer Ursprung	Bemerkungen
15,87	4327,0	½	4327,3	3	?	O	Kein D. E. zu bemerken.
—	fehlt	—	4325,9	3	—	O	wohl weil zu schwach
15,64	4320,0	4	4319,9	4	D. E.	O	
15,57	4317,0	4	4317,1	4	D. E.	O	
15,23	4310,0	½ u	fehlt	—	?	—	Bei Trowbridge 4309,87
15,07	4304,3	1	4303,4	1 u	D. E.	O	
14,62	4293,0	1	4292,9	1 u	D. E.	O	
14,41	4287,0	1	fehlt	—	?	—	
14,30	4283,0	1	4282,9	1 u	D. E.	O	Bei Trowbridge
14,09	4279,0	2 u	fehlt		?	—	4279,9 wohl
14,01	4275,5	2	4275,2	1	D. E.	O	4277,9 N
13,70	4266,0	1	fehlt	—	D. E.	—	Vielleicht N = 4266,7
13,16	4254,0	2	4254,1	1 u	D. E.	O	
12,06	4227,0	1	fehlt	—	kein D. E.	—	Nach Trowbridge 4225,92
10,49	4190,7	8	4190,0	7	D. E.	O	
10,30	4185,2	8	4185,8	7	D. E.	O	
—	fehlt	—	4169,5	3	—	O	
9,09	4157,5	½	4156,7	3	?	O	
8,88	4154,0	1	4153,7	6	?	O	
—	fehlt	—	4145,9	7	—	N,O	
—	„	—	4143,8	4	—	O	
—	„	—	4142,4	1	—	O	
—	„	—	4132,9	6	—	O	
—	„	—	4129,3	1	—	O	
—	„	—	4124,0	5	—	N,O	
—	„	—	4121,8	4	—	O	
—	„	—	4120,6	6	—	O	
7,26	4118,5	7	4119,4	9	D. E.	O	
—	fehlt	—	4114,2	1	—	O	
—	„	—	4112,4	3	—	O	
—	„	—	4111,0	2	—	O	
—	„	—	4105,2	4 u	—	O	
6,20	4096,7	3	4097,3	8 u	?	N,O	
5,98	4092,4	2	4093,1	4	?	O	
5,79	4088,8	4	4089,3	1 u	?	O	
5,60	4084,5	3	4085,3	3	?	O	
5,28	4078,4	2	4079,1	3	?	O	
5,12	4075,6	9	4076,3	9	D. E.	O	

Tabelle III (Fortsetzung).

Einstellung des Hartmann-Photometers in mm	Wellenlänge in Å nach der Dispersionskurve	Intensität (relative) nach Schwärzung	Wellenlänge in Å nach Kaysers Handbuch (Neovius)	Intensität nach Neovius	Doppler-Effekt	Chemischer Ursprung	Bemerkungen
4,93	4072,0	9	4072,4	9	D. E.	O	
4,80	4069,5	9	4071,1	8	D. E.	O	
4,33	4065,5	2	fehlt	—	—	—	Bei Trowbridge 4066,8
3,57	4046,4	—	4046,8	—	—	Hg	
1,92	3982,5	1	3982,9	4	?	O	
1,36	3973,0	3	3973,5	2	D. E.	O	
2,67	3962,0	4	3961,0	1	?	N,O	
2,22	3954,6	½	3954,6	5	?	O	
3,78	3947,0	2	3947,5	3	?	O	Serienlinie ?
3,57	3945,3	2	3945,3	4	?	O	

Die Tabelle III zeigt, daß einige von Neovius im Luftfunken beobachtete und dem Sauerstoff zugeordnete Linien von starker Intensität in den Sauerstoffkanalstrahlen gänzlich fehlen; besonders

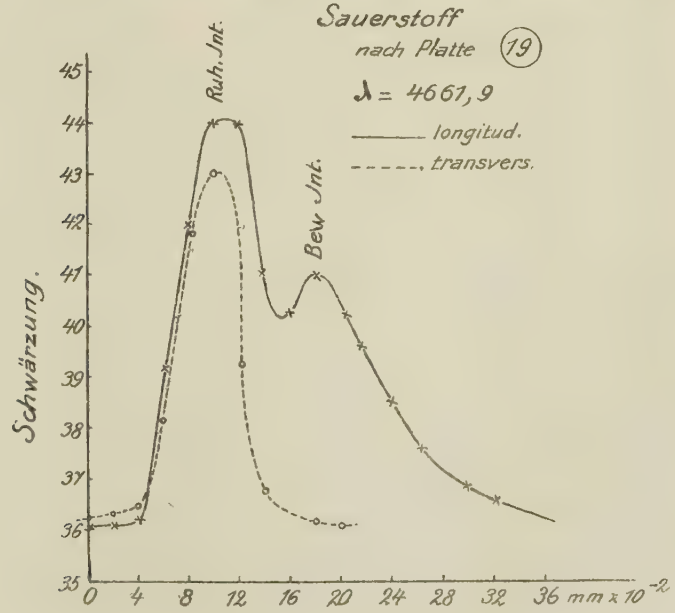


Fig. 5.

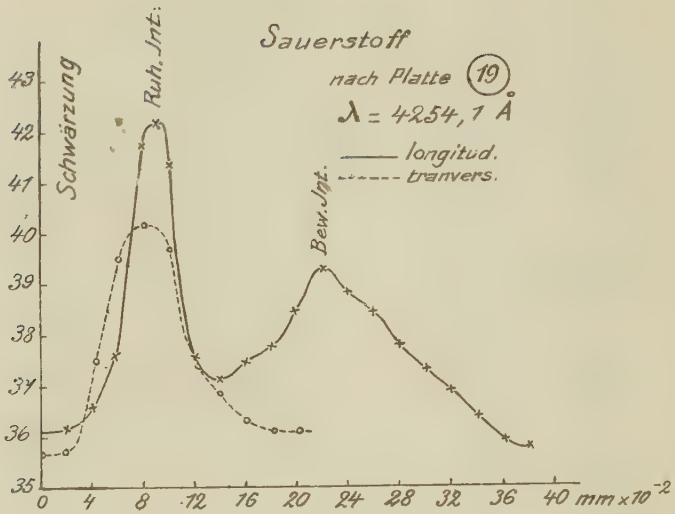

Sauerstoff
nach Platte (19)
λ = 4254,1 Å
—— longitud.
------ tranvers.
Schwärzung
Ruh. Int.
Bew. Int.
43
42
41
40
39
38
37
36
35
0 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 mm x 10⁻²

Fig. 6.

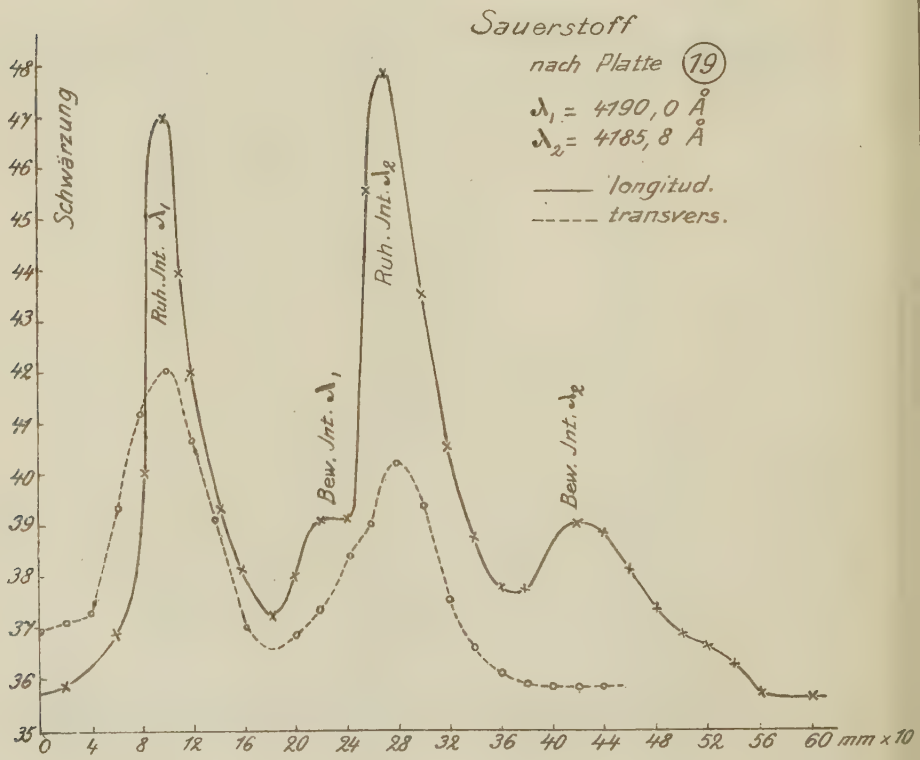

Sauerstoff
nach Platte (19)
λ1 = 4190,0 Å
λ2 = 4185,8 Å
—— longitud.
----- transvers.
Schwärzung
Ruh. Int. λ1
Ruh. Int. λ2
Bew. Int. λ1
Bew. Int. λ2
48
47
46
45
44
43
42
41
40
39
38
37
36
35
0 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 44 48 52 56 60 mm x 10

Fig. 7.

auffallend ist die Gruppe der Linien zwischen 4145,9 Å und 4105,2 Å. Es ist möglich, daß diese Linien einen anderen Träger besitzen oder überhaupt nicht zum Sauerstoff gehören. (Hierzu Tafel I a am Schluss.)

Es seien hier einige Diagramme als Beispiel angeführt: die Diagramme Figur 5, 6 und 7 sind nach Platte (19) (Daten auf Seite 18)

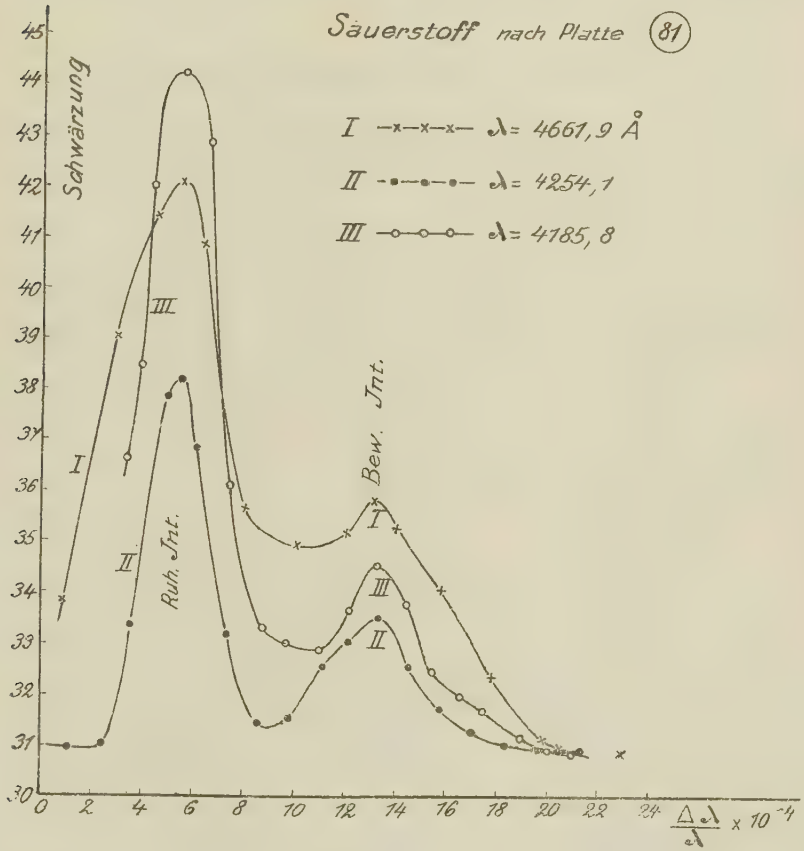


Fig. 8.

gezeichnet; die ausgezogenen Kurven gehören der Longitudinal-, die punktierten der Transversalaufnahme an.

In Figur 8 sind die Longitudinalaufnahmen derselben Linien $\lambda = 4661{,}9$ Å, $\lambda = 4254{,}1$ Å und $\lambda = 4185{,}8$ Å nach einer anderen Platte (81) (Spannung 3,5 mm Funkenstrecke, Spalt 0,025 mm)

über $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ gezeichnet und zwar so, daß die ruhenden Intensitäten zusammenfallen. Das Diagramm zeigt, daß auch die Maxima der Schwärzung der Dopplereffekte ziemlich genau übereinander liegen: auch sind die maximalen Dopplereffekte und folglich die größten Geschwindigkeiten der Träger gleich groß.

Der Dopplereffekt bei den Serienlinien des Sauerstoffs.

Paschen und Runge[1]) haben gefunden, daß das Serienspektrum aus einer Triplett- und einer Duplett-Hauptserie mit je zwei Nebenserien besteht.

I. Die stärksten Linien der Triplett-Hauptserie sind:

$$\lambda = 7770 \text{ Å} \text{ und } \lambda = 3947 \text{ Å}$$

Erste (stärkere) Triplett-Nebenserie:

1.	6158,415 6156,993 6153,?8	4.	4773,94 4773,07 4772,72	7.	4523,70 4522,95 doppelt
2.	5330,835 5329,774 5329,162	5.	4655,54 4654,74 4654,41		
3.	4968,94 4968,04 4967,58	6.	4577,84 4576,97 doppelt		

Zweite (schwächere) Triplett-Nebenserie:

1.	6456,287 6454,756 6453,900	3.	5020,31 5019,52 5018,96	5.	4673,88 4672,93 doppelt
2.	5437,041 5435,968 5435,371	4.	4803,18 4802,38 4801,98	6.	4590,07 4589,16 doppelt

II. Zur Duplett-Hauptserie gehören die Linien:

$$\lambda = 4368{,}466 \text{ Å} \text{ und } \lambda = 3692{,}586 \text{ Å}$$

[1]) Paschen und Runge; Ann. d. Phys. 1897. 61. S. 641.

Erste (stärkere) Duplett-Nebenserie:	Zweite (schwächere) Duplett-Nebenserie:
7254,32 Å	7002,48 Å
6046,56 „	5958,75 „
5555,16 „	5512,92 „
5299,17 „	5275,25 „
5146,23 „	5130,70 „
5047,88 „	5037,34 „
4979,73 „	4973,05 „

Bei allen Serienlinien hat Paschen [1]) keine Spur eines Dopplereffekts gefunden (besonders genau wurden die intensiven im Grün liegenden Linien untersucht). Dagegen hat J. Stark [2]), der die allgemeine Hypothese aufgestellt hatte, daß bei allen Elementen, deren Kanalstrahlen erzeugt werden können, die Serienlinien den Dopplereffekt besitzen, — an einigen der oben aufgezählten Linien den Effekt gefunden. Ich habe die Serienlinien auf einer Reihe von Aufnahmen untersucht. Hier seien die Versuchsbedingungen für die Aufnahmen (77) und (78) angeführt:

Das Entladungsrohr hatte die auf Seite 7 angegebene Form und Größe. Füllung: Bomben-Sauerstoff. Der Spalt des Spektralapparates hatte 0,01 mm Breite. Die Spannung: 3—4 mm Funkenstrecke (Induktorium).

a) Longitudinalaufnahme:
Druck im Beobachtungsraum: 0,011 mm Hg;
Expositionszeit: 12 Stunden;
Platte: Schleußner U. R.

b) Transversalaufnahme (Pinsel vor der Kathode):
Druck im Beobachtungsraum: 0,011 mm Hg;
Expositionszeit: 12 Stunden.

Platte: Schleussner U. R.

Bei diesen Versuchen habe ich folgende Serienlinien auf den Platten erhalten:

I. Triplett: Hauptserie:	3947,00 Å
Erste Nebenserie	4968,94 „
	4773,94 „
	4577,84 „
	4523,70 „

[1]) Paschen; Ann. d. Phys. 1907. 23. S. 261.
[2]) J. Stark; Ann. d. Phys. 1908. 26. 806.

Zweite Nebenserie { 5020,31 Å
4803,81 „
4673,88 „
4590,07 „

II. Von der Duplett-Serie war auf den Platten nur die Linie $\lambda = 4368{,}5$ Å vorhanden. Die Linien der Nebenserien fehlten, weil sie in dem Bereich liegen, in dem die Schleußner-U.R.-Platte schon wenig empfindlich ist.

Die Schwärzung der erhaltenen Serienlinien war bei 12stündiger Exposition ungefähr ebenso stark, wie die der Funkenlinien bei einstündiger Exposition (dabei zeigten die meisten Funkenlinien schon intensiven Dopplereffekt). Die Funkenlinien und ihre Effekte waren auf den Platten sehr stark überexponiert und störten dadurch bei einigen Serienlinien die Untersuchung des Effekts. Zur Untersuchung durch Vergleich der Longitudinal- und Transversalaufnahmen am geeignetsten waren die Linien:

4968,94 Å
4773,94 „
4577,84 „
4523,70 „
5020,31 „
4803,18 „

Keine von diesen Linien zeigte eine Spur eines Effekts.

Die Linien 4673,88 Å und 4590,07 Å eigneten sich nicht zum Beobachten des Dopplereffekts, weil sie in die bewegte Intensität der Funkenlinien 4676,5 Å und 4591,1 Å fielen.

Die Hauptserienlinie 4368,8 Å, die recht intensiv ist und bei der J. Stark den Dopplereffekt beobachtet hat, ist recht schwer zu untersuchen, da gleich neben dieser Linie eine Funkenlinie mit starkem Dopplereffekt liegt. Bei kurzen Expositionen ist der Zwischenraum dieser beiden Linien sowohl bei Longitudinal- als auch bei Transversalaufnahmen hell. Bei langen Expositionen ist der Zwischenraum auf beiden Aufnahmen wegen Überexposition der Funkenlinie verdunkelt.

Die einzige Serienlinie, bei der ich eine nach Violett zu verlaufende Schwärzung, die als Dopplereffekt gedeutet werden könnte, gefunden habe, ist die Hauptserienlinie [1]) 3947 Å. Doch kann auch

[1]) An dieser Linie hat auch J. Stark den Doppereffekt beobachtet.

hier nicht mit Sicherheit geschlossen werden, daß man es mit einem Dopplereffekt zu tun hat, da auch nach Rot zu von der Linie eine verwaschene Schwärzung zu sehen ist. Es kann also der ganze Effekt von einer überlagerten Verunreinigungsbande stammen.

Aus diesen Resultaten dürfte man mit Paschen schließen, daß die Serienlinien des Sauerstoffs keinen Dopplereffekt haben. Da aber Herr Stark, der mit größerer Dispersion, als die mir zur Verfügung stehende, gearbeitet, den Effekt bei mehreren Serienlinien beobachtet hat, so muß man annehmen, daß die bewegten Intensitäten der Serienlinien sehr gering sind im Vergleich zu ihren ruhenden Intensitäten. Die Zahl der bewegten Serienträger im Kanalstrahl ist also sehr gering im Vergleich zur Zahl der ruhenden Serienträger. Demnach spielen im leuchtenden Kanalstrahl die Träger der Funkenlinien als bewegte Lichtquellen bei weitem die Hauptrolle. Das Verhalten des Sauerstoff-Kanalstrahls ist also jedenfalls ganz verschieden vom Verhalten eines Wasserstoff-Kanalstrahls, bei dem nur die Träger der Serienlinien als bewegte Lichtquellen in Betracht kommen.

Banden.

Die in den Sauerstoff-Kanalstrahlen vorkommenden Banden des negativen Pols, die im Rot, Gelb und Grün liegen, konnten nur visuell untersucht werden, da sie auf den benutzten Platten (Schleußner U. R., Wratten und Wainwright, Perorto, Viridin) auch bei längeren Expositionen nicht erhalten werden konnten. Die Beobachtung mit einem kleinen lichtstarken Handspektroskop à vision directe zeigte, daß diese Banden im Kanalstrahl hinter der Kathode (im kräftefreien Raum) vorhanden sind; im Kanalstrahlen-Pinsel, der sich vor der Kathode im Felde befindet, sind sie dagegen nicht zu bemerken. Die Träger dieser Sauerstoffbanden können also in einem starken elektrischen Felde wohl nicht bestehen [1]).

3. Stickstoff.

Das Spektrum des Stickstoffs besteht aus einem Linienspektrum und zahlreichen Banden. Beide Arten der Spektra treten auch im Kanalstrahl des Stickstoffs auf, doch sind unter den Banden nur die des negativen Pols enthalten.

[1]) Über dieses Verhalten der Sauerstoffbanden sollen demnächst noch eingehende Versuche angestellt werden.

Das Bandenspektrum.

Diese Banden haben einen recht intensiven Kopf und eine nach Violett zu verlaufende Kannelierung. Während die Abstände zwischen je zwei benachbarten Riefen in jeder Bande von großen zu den kleinen Wellenlängen wachsen, nimmt die Intensität der Kannelierung in derselben Richtung ab. Im Bereich der Schleußner-U.R.-Platte wurden folgende Banden gefunden und nach einem in Kaysers Handbuch der Spektroskopie [1]) angegebenen Verzeichnis identifiziert; die Angaben gelten für den Kopf jeder Bande:

4708,63 Å		nach Hasselberg [1])
4278,0 „	I. stärkste Bande	nach Hasselberg [1])
3914,4 „		nach Deslandres [1])
4653,5 „	II. nach Thalèn [1])	
4239,0 „		
4601,0 „	III. nach Thalèn	
4203,0 „		
4555,2 „	IV. nach Thalèn	
4175,0 „		
4516,5 „	V. nach Thalèn.	

Diese fünf Bandengruppen sind mit den Deslandres'schen negativen Bandengruppen I—V identisch [1]).

Alle diese Banden zeigen keinen Unterschied bei longitudinalen und transversalen Aufnahmen des Kanalstrahls, besitzen also keinen Dopplereffekt (auch schon von Hermann [2]) konstatiert).

Auf Tafel II ist ein Teil des Stickstoffkanalstrahlen-Spektrums vergrößert nach Platte (30) wiedergegeben. An der Bande I (4278 Å) sieht man, daß sowohl der Kopf als auch die Riefen der Kannelierung, longitudinal und transversal aufgenommen, zusammenfallen. (Die Mitte der Aufnahme ist eine Überlappung der Longitudinal- und Transversalaufnahme.)

Die Träger dieser Banden werden also vom elektrischen Felde des Kathodenfalls nicht beschleunigt und sind deshalb unter den bewegten leuchtenden Teilchen des Kanalstrahls nicht vertreten. Ein prinzipieller Unterschied muß aber zwischen dem Zustand dieser Träger und dem der Träger der obenerwähnten Sauerstoffbanden bestehen, da die Sauerstoffbanden im Kanalstrahlenpinsel vor der

[1]) Kaysers Handbuch der Spektroskopie Bd. V. S. 834, 835.
[2]) W. Hermann. Phys. Zeit. 1906. 7. S. 567.

Kathode nicht vorhanden sind, während die Stickstoffbanden im Pinsel im elektrischen Felde ebenso stark auftreten wie im Strahl hinter der Kathode.

Das Linienspektrum.

Der Stickstoff ist auf Serienlinien noch nicht genügend untersucht worden: bis jetzt sind keine Serienlinien bekannt. Das Linienspektrum besteht aus einer großen Zahl von verschieden aussehenden Linien, die über das ganze Spektrum zerstreut sind.

Von den im Kanalstrahl auftretenden Stickstofflinien zeigen die einen den Dopplereffekt, während die anderen ihn nicht besitzen.

Hermann [1]) sortiert die Linien ihrem äußeren Aussehen nach in Gruppen:

C	D	E	F
5005,7 Å	4447,3 Å	4530,3 Å	5565,0 Å
5002,7 „	3956,1 „	4432,0 „	4150,5 „
4643,4 „		4041,4 „	4110,0 „
4630,9 „		4035,2 „	4100,0 „
4622,0 „			
4614,2 „			
4607,2 „			
4601,3 „			
3995,3 „			

Bei allen Linien der Gruppen C und E findet Hermann einen Dopplereffekt; die Linien der Gruppen D und F sollen keine haben.

Sicheren meßbaren Dopplereffekt konnte ich bei folgenden Linien finden:

5005,7 Å
5002,9 „
4643,4 „
4630,9 „
4530,3 „
3995,2 „

[1]) W. Hermann. Phys. Zeit. 1906 7. S. 568.

Die Linien der Gruppe F 4110,0 und 4100,0 Å haben wohl auch einen Effekt, er ist aber kaum genau meßbar und scheint nicht so groß zu sein wie bei den anderen Linien.

Gar keinen Effekt konnte ich bei den Linien:

4622,0 Å, 4614,2 Å und 4607,0 Å

der Hermannschen Gruppe C finden.

Die Linie 4601,3 Å fällt in einen Bandenkopf und ist deshalb

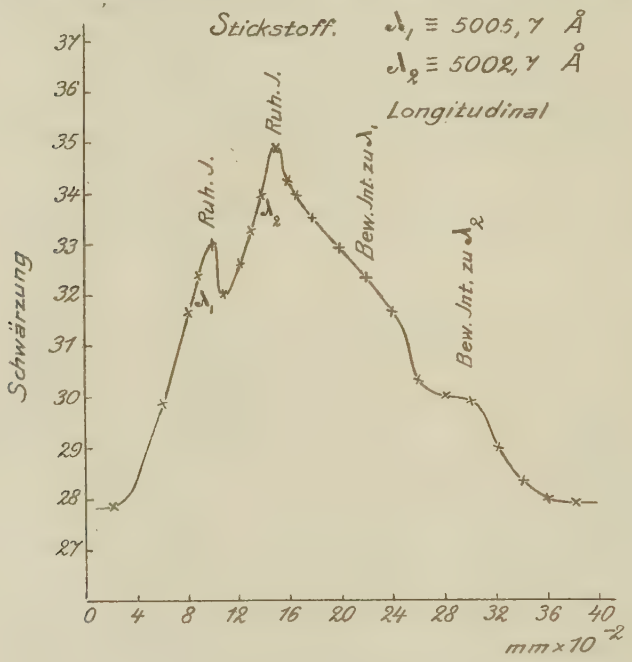


Fig. 9.

einer Untersuchung unzugänglich (siehe Tafel II). Ob die Linien 4041,4 Å und 4035,2 Å einen Dopplereffekt haben, muß als unsicher bezeichnet werden.

In den Figuren 9, 10, 11, 12 und 13 sind die Stickstofflinien mit Dopplereffekt nach Longitudinalaufnahmen (Platte (30)) in der üblichen Weise als Kurven aufgetragen.

In Figur 9 ist der Dopplereffekt von λ_1 5005,7 Å nicht meßbar, weil die bewegte Intensität in die ruhende Intensität der Linie $\lambda_2 = 5002,7$ Å fällt.

In Figur 11 ist punktiert auch das Diagramm der Transversalaufnahme eingezeichnet. Die Linie $\lambda_2 = 4622{,}0$ Å hat keinen Dopplereffekt.

In Tabelle IV sind für die Stickstofflinien die auf gleiche Dispersion und gleiche Wellenlänge reduzierten Dopplereffekte berechnet:

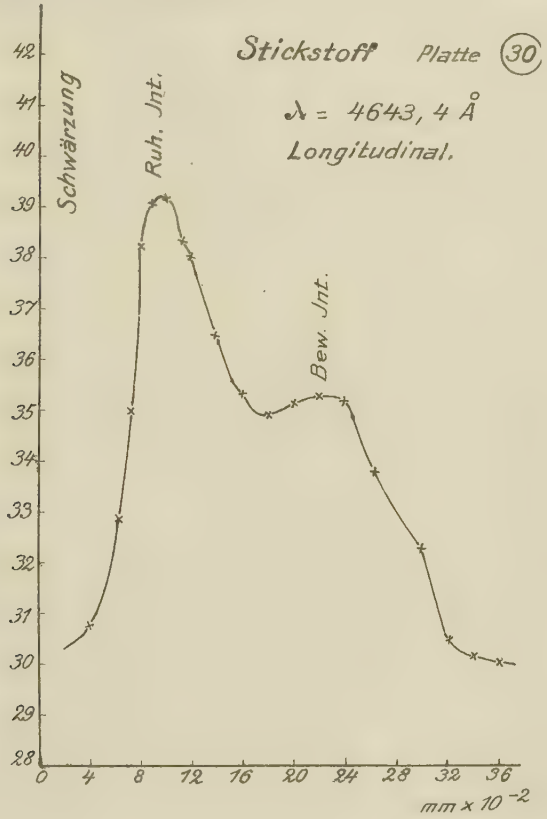


Fig. 10.

$\Delta\lambda_{mitt}$ ist die Entfernung von der Mitte der ruhenden Intensität bis zur Maximalschwärzung der bewegten Intensität.

$\Delta\lambda_{max}$ der maximale Dopplereffekt von der Mitte der ruhenden Intensität gemessen.

Aus der Tabelle IV (S. 34) ist zu ersehen, daß für die Linien 5002,9, 4643,4, 4630,9, 4530,3, sowohl die $\frac{\Delta\lambda_{mitt}}{\lambda}$, als auch die $\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}$

nahezu gleich sind und es muß angenommen werden, daß diese Linien denselben Träger haben.

Der Effekt der Linie 3995,2 Å weicht recht stark von dem der anderen Linien ab.

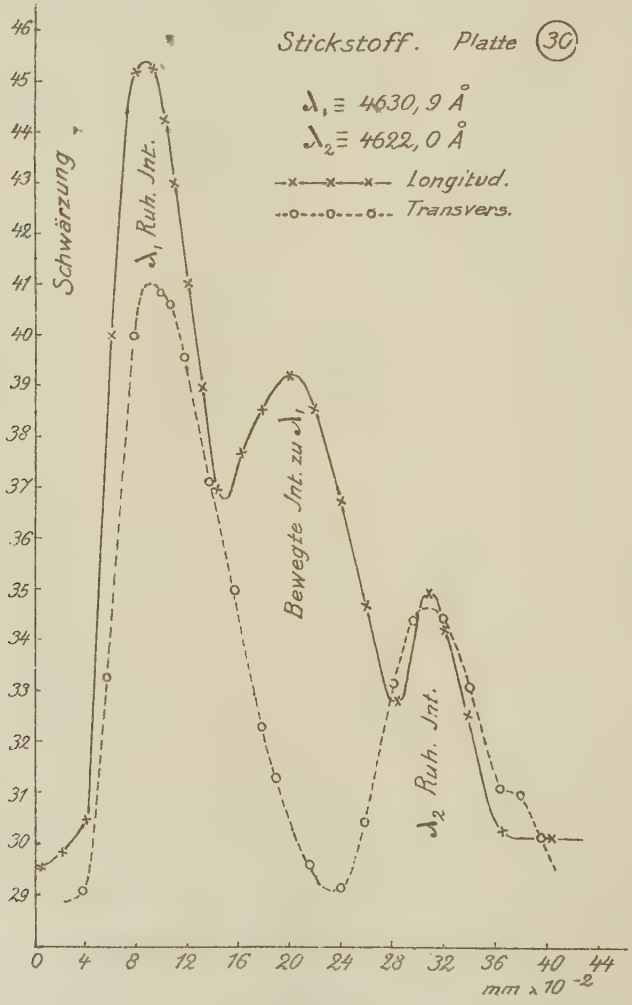


Fig. 11.

Sowohl $\frac{\Delta\lambda_{\text{mitt}}}{\lambda}$, als auch $\frac{\Delta\lambda_{\text{max}}}{\lambda}$ ist hier bedeutend kleiner. Es müssen im Stickstoff-Kanalstrahl also noch bewegte Träger

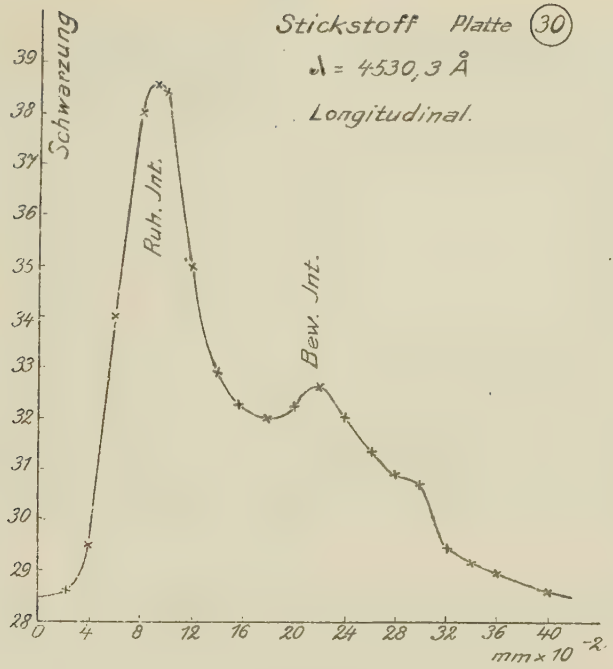

Stickstoff Platte (30)
λ = 4530,3 Å
Longitudinal.
Schwarzung
Ruh. Int.
Bew. Int.
39
38
37
36
35
34
33
32
31
30
29
28
0 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40
mm × 10 -2.

Fig. 12.

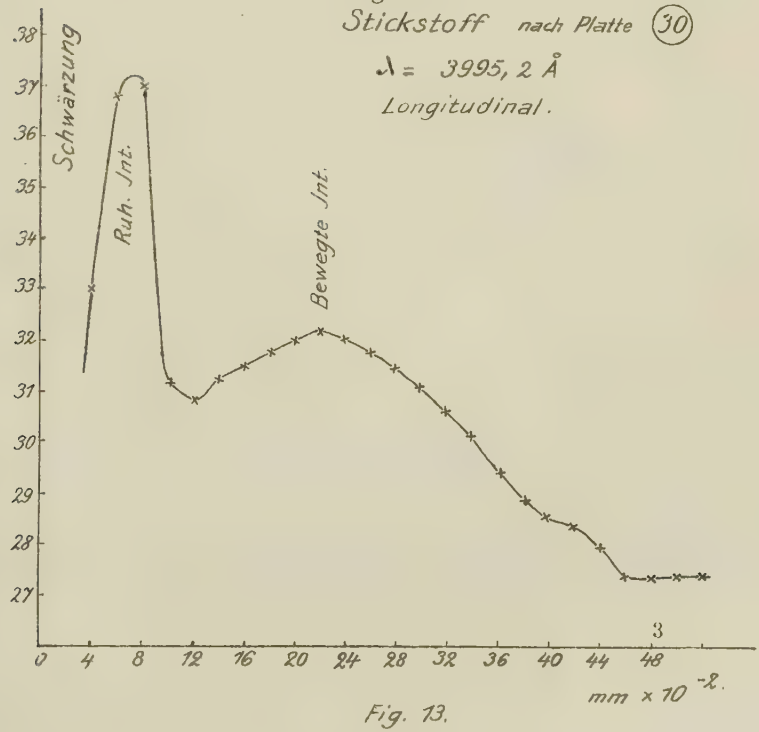

Stickstoff nach Platte (30)
λ = 3995,2 Å
Longitudinal.
Schwärzung
Ruh. Int.
Bewegte Int.
38
37
36
35
34
33
32
31
30
29
28
27
3
0 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 44 48
mm × 10 -2.

Fig. 13.

Tabelle IV.

λ in Å	$\Delta\,\lambda_{mitt}$ in mm $\times 10^{-2}$	$\Delta\,\lambda_{mitt}$ in mm $\times 10^{-2}$	Dispersion pro 1 mm in Å	$\frac{\Delta\,\lambda_{mitt}}{\lambda} \times 10^4$	$\frac{\Delta\,\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$
5002,9	10?	20	57,0	11,40	22,8
4643,4	12	25	39,6	10,35	21,4
4630,9	12	27?	39,0	10,14	22,8
4530,3	13	28,5	37,0	10,60	23,2
3995,2	16	39	17,0	6,90	16,8

anderer Art vorhanden sein, die im Kathodenfall ein kleineres $\frac{e}{m}$ haben. (Vielleicht werden die Linien 4110 Å und 4100 Å auch von Trägern dieser zweiten Art emittiert, da ihre Effekte auch kleiner zu sein scheinen, als die der übrigen Linien.)

Das Spektrum der vom Beobachter sich entfernenden Kanalstrahlen-Träger.

Bei allen bisher besprochenen Aufnahmen näherten sich die lichtaussendenden Kanalstrahlen-Teilchen dem Spalt des Spektralapparats und der Dopplereffekt verlief dabei nach den kleineren Wellenlängen zu.

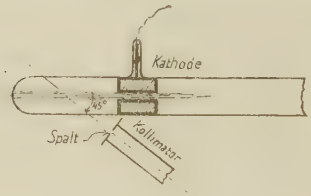


Fig. 14.

Es wurden auch Aufnahmen gemacht, bei denen die Kanalstrahlen-Teilchen vom Spalt des Apparates forteilten. Die schematische Skizze zeigt die Anordnung.

Die Aufnahmen zeigten (bei Sauerstoff-, wie bei Stickstoff-Strahlen) an den intensiveren Linien einen Effekt, der von der ruhenden Intensität nach den größeren Wellenlängen verlief.

Tafel Ib zeigt eine derartige Aufnahme der Sauerstoff-Kanalstrahlen. Um aus der Größe des Effekts auf die Geschwindigkeit der Teilchen zu schließen, muß in Betracht gezogen werden, daß hier durch die Aufstellung des Spaltrohres unter 45° zum Kanalstrahl alle Effekte im Verhältnis 1 : cos 45 verkleinert sind.

Über die Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Kanalstrahlenteilchen von der Röhrenspannung.

Wenn die kinetische Energie der Kanalstrahlenteilchen nur dem elektrischen Felde des Kathodenfalls entstammt und wenn nahezu die ganze an die Elektroden der Röhre angelegte Spannung im Kathodenfall wirksam ist, so gilt die Beziehung

$$\frac{m v^2}{2} = eV \qquad (1)$$

Danach muß sich also die Geschwindigkeit der Kanalstrahlenteilchen v proportional mit der Quadratwurzel aus der angelegten Spannung $\sqrt{V}$ ändern.

Nach magnetischen Ablenkungsversuchen von W. Wien [1]), die bei verschiedenen Spannungen in verschiedenen Gasen ausgeführt worden sind, hat sich erwiesen, daß

$$b = \frac{\sqrt{\frac{m}{e}} \cdot \sqrt{V} \cdot y_m}{\mathfrak{H}} = \text{Const.} \qquad (2)$$

ist. Dabei bedeutet:

V die angelegte Spannung,
$\mathfrak{H}$ die Feldstärke des Magnetfeldes,
y_m die Ablenkung des Strahls vom neutralen Fleck.

Außerdem wurde für (2) angenommen, daß

$\sqrt{\frac{m}{e}}$ für Wasserstoff = 0,0101,
„ „ Sauerstoff = 0,0407,
„ „ Stickstoff = 0,0381,

d. h. es sind die Träger der kinetischen Energie in jedem der Gase Atome mit einer Elementarladung.

Nach der Ablenkungsformel

$$y_m = \frac{e}{m v} L \qquad (3)$$

ist die magnetische Ablenkung umgekehrt proportional der Geschwindigkeit. Aus (2) ist, wenn b = konst.

$$y_m = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot N \qquad (4)$$

wo L und N Proportionalitätsfaktoren sind.

[1]) W. Wien. Ann. d. Phys. Bd. 33. 1910. S. 922.

Es muß also

$$v \text{ proportional } \sqrt{V} \qquad (5)$$

sein.

Da nach W. Wiens Versuchen b in (2) auch bei den höchsten Spannungen (bis 50 000 Volt) bei Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff immer nahezu konstant geblieben ist, so muß man annehmen, daß die Geschwindigkeit der fliegenden Teilchen immer stetig mit $\sqrt{V}$ zunimmt.

Es war nun zu erwarten, daß die Messungen der maximalen $\Delta\lambda$ im Dopplereffekt auch eine Proportionalität zwischen $\sqrt{V}$ und $\Delta\lambda_{max}$ ergeben würden, da:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \qquad (6)$$

Um die Änderung des $\Delta\lambda_{max}$ als Funktion der Röhrenspannung zu bestimmen, wurden an der auf Seite 8 skizzierten Anordnung Dopplereffektaufnahmen zuerst an Wasserstoffkanalstrahlen gemacht und zwar bei verschiedenen Spannungen von 800 Volt bis 40 000 Volt. Als Stromquelle diente bei Spannungen unter 4000 Volt eine Hochspannungsdynamomaschine (Gleichstrom), bei höheren Spannungen eine vielplattige Influenzmaschine. Das Entladungsrohr hatte die gewöhnliche auf Seite 8 skizzierte Form und auch die dort angegebenen Dimensionen; nur bestand hier die Kathode aus einer 5 mm dicken Aluminiumplatte mit einer 4 mm-Bohrung. Zwischen Gaedepumpe und Beobachtungsrohr war eine Kohlensäure-Aceton-Kühlung vorgesehen, damit kein Hg-Dampf aus der Gaedepumpe ins Beobachtungsrohr gelangen konnte.

Der durchströmende Wasserstoff war elektrolytisch aus verdünnter Phosphorsäure hergestellt. Die Expositionen betrugen 12—30 Minuten.

Auf den erhaltenen Aufnahmen wurde die ruhende und bewegte Intensität der H_γ-Linie ausphotometriert und als Kurven gezeichnet. Aus diesen Kurven, von denen hier zwei als Beispiele angeführt sind (Figuren 15 und 16), wurde $\Delta\lambda_{max}$, der Abstand von der Mitte, der ruhenden Intensität, bis zum Ende des Dopplereffekts, ausgemessen; ebenso auch $\Delta\lambda_{mitt}$, d. i. die Entfernung von der ruhenden Intensität bis zum Maximum der Schwärzung.

$\Delta\lambda_{max}$ und $\Delta\lambda_{mitt}$ wurden nach der Dispersionskurve des Spektralapparats in Ångströmeinheiten umgerechnet (Tabelle V)

und über den mit dem Elektrometer gemessenen Spannungen als Kurven aufgetragen (Figur 17).

Die Kurve I der Figur 17 zeigt, daß der maximale Dopplereffekt zuerst mit der Spannung wächst; dann (bei 8000 Volt ungefähr) bildet die Kurve ein Knie und bei weiterem Vergrößern der Spannung bleibt der Maximaleffekt konstant.

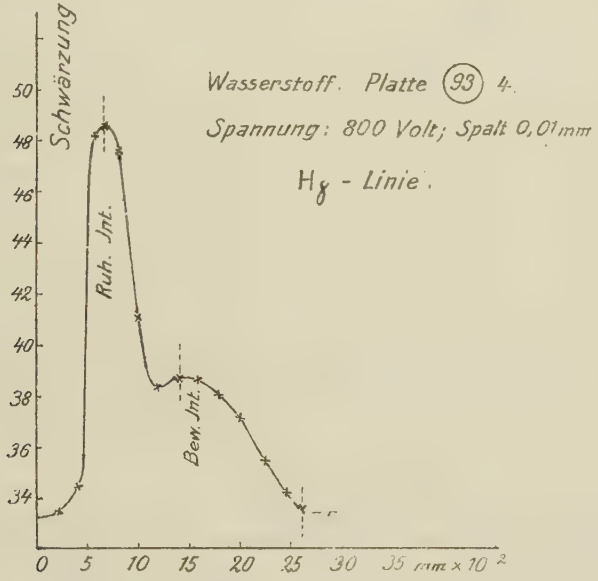


Fig. 15.

Auch das Maximum der Schwärzung rückt nach einer bestimmten Spannung nicht mehr weiter fort, doch liegt die Spannung, bei der $\Delta\lambda_{\text{mitt}}$ konstant wird, höher: bei ca. 17 000 Volt [1]).

Auch für Sauerstoff und Stickstoff wurden $\Delta\lambda_{\text{max}}$ und $\Delta\lambda_{\text{mitt}}$ bei verschiedenen Spannungen bestimmt. Nur diente hier als Stromquelle ein Induktorium; die Spannungen wurden mittelst einer Funkenstrecke bestimmt und dann auf Volt umgerechnet.

Die Tabelle VI gilt für die Sauerstofflinie $\lambda = 4591{,}1$ Å.

Die Tabelle VII gilt für die Stickstofflinie $\lambda = 4530{,}3$ Å.

[1]) Auch J. Stark hat gefunden, daß der maximale Doppeleffekt der Wasserstoff-Kanalstrahlen bei 8000 Volt kaum merkbar weiterrückt (Phys.-Z. 1910. 11. S. 178).

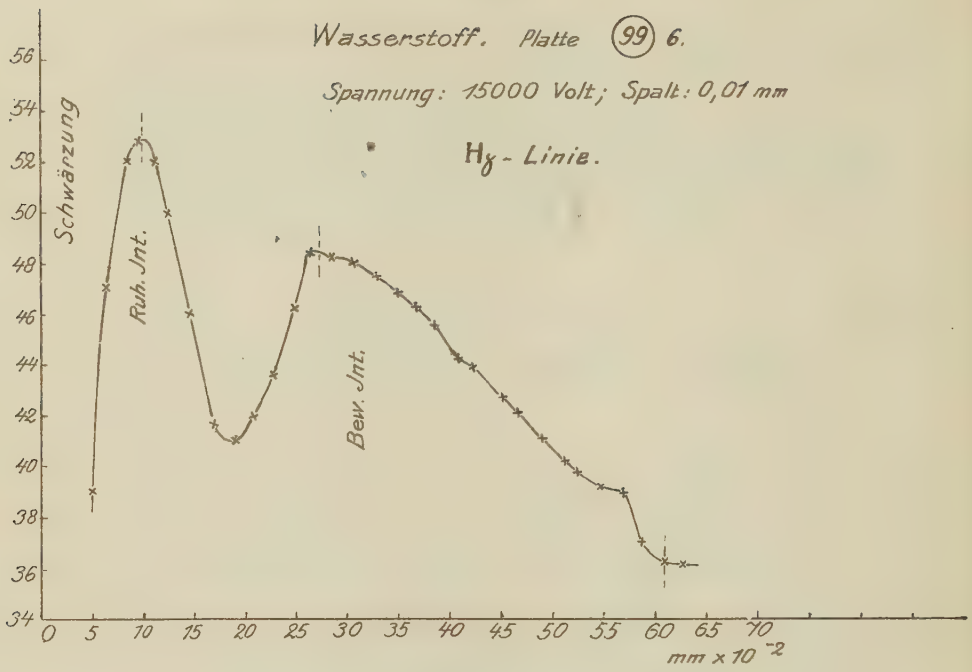


Fig. 16.

Tabelle V.

Spannungen in Volt	$\Delta\lambda_{max}$ in mm $\times 10^{-2}$	$\Delta\lambda_{mitt}$ in mm 10^{-2}	$\Delta\lambda_{max}$ in Å	$\Delta\lambda_{mitt}$ in Å	$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$
800	19	7,0	5,30	1,96	12,02
1000	23	8,0	6,44	2,24	14,82
1250	24	9,0	6,70	2,52	15,43
1400	25	10,0	7,00	2,80	16,12
1600	26,5	10,5	7,40	2,94	17,05
2000	30	11,0	8,40	3,08	18,92
2500	31	11,5	8,70	3,22	20,02
4600	39	12,0	10,20	3,36	23,51
6200	45	14,0	12,60	3,92	28,40
8200	48	14,5	13,42	4,07	30,91
10200	48,5	15,0	13,56	4,20	31,30
12600	48,5	17,0	13,56	4,76	31,30
15000	49	17,5	13,70	4,90	31,60
$5{,}1^{mm}$ 17600	49	18,0	13,70	5,04	31,60
$8{,}0^{mm}$ 26000	49	18,0	13,70	5,04	31,60

Die Aenderung des Dopplereffekts bei steigender Röhrenspannung.

Die Kurven I, II, III gelten für $\Delta\lambda_{max}$: I Wasserstoff : H_β-Linie; II Stickstoff : $\lambda \equiv$ 4530,3 Å; III Sauerstoff : $\lambda \equiv$ 4591,1 Å

Die entsprechenden Kurven 1, 2, 3 gelten für die Maximalschwärzung: $\Delta\lambda$ mitt.

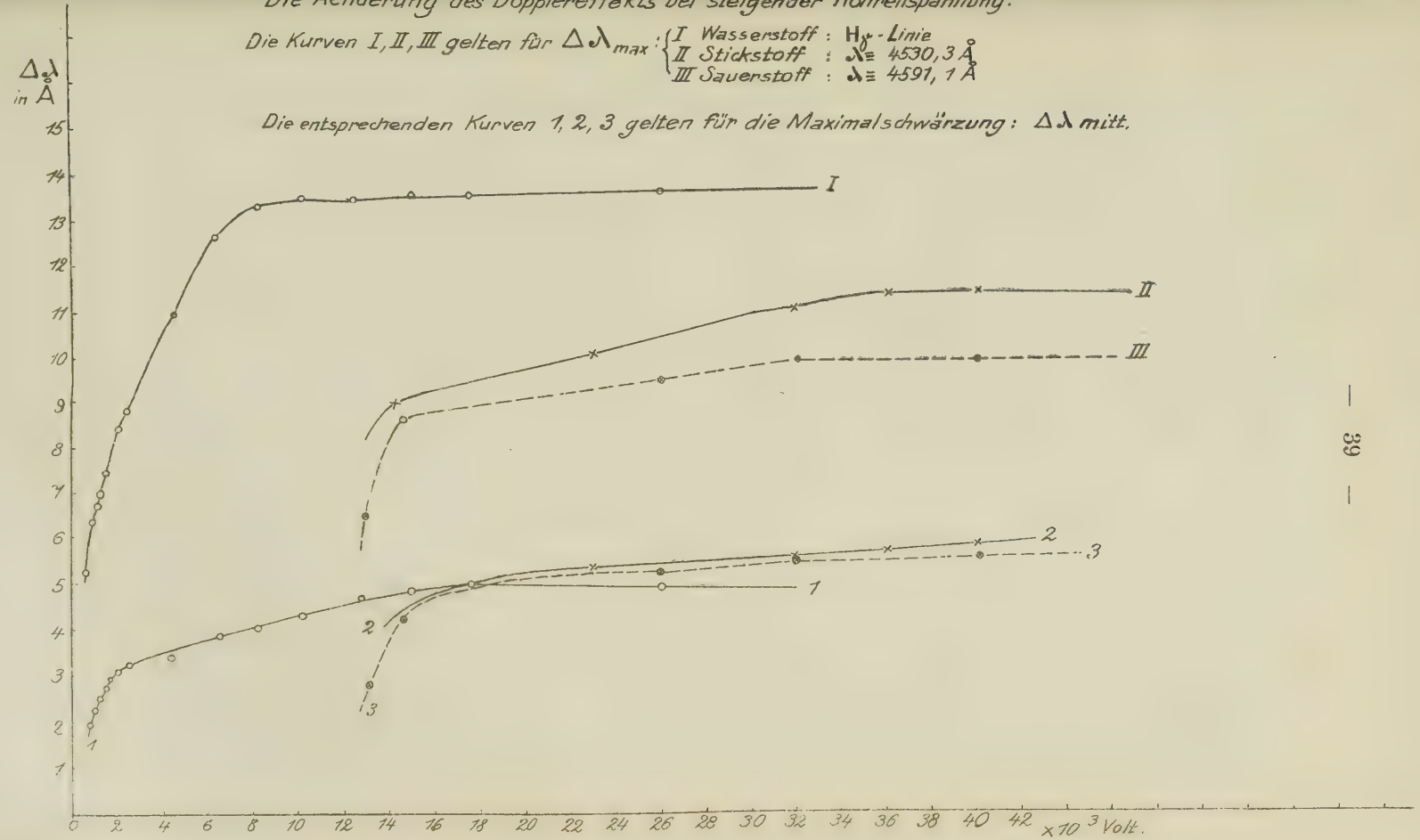


Fig. 14.

Tabelle VI.

Sauerstoff: $\lambda = 4591{,}1$ Å.

Spannung in mm Funkenstr.	Spannung in Volt	$\Delta\lambda_{max}$ in mm $\times 10^{-2}$	$\Delta\lambda_{mitt}$ in mm $\times 10^{-2}$	$\Delta\lambda_{max}$ in Å	$\Delta\lambda_{mitt}$ in Å	$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$
3,5	12900	17,5	7,5	6,56	2,82	14,30
4,0	14500	23,0	12,0	8,64	4,50	18,83
8,0	26000	25,3	14,0	9,38	5,25	20,64
11,0	32000	28,0	14,8	10,05	5,55	22,22
15,0	39300	28,0	15,0	10,05	5,63	22,22

Die nach Tabelle VI und VII in Figur 17 gezeichneten Kurven III und II zeigen ein ähnliches Verhalten wie die Kurve I für Wasserstoff; nur wird hier der maximale Dopplereffekt bei einer höheren Spannung konstant: bei 32 000 resp. 36 000 Volt.

Tabelle VII.

Stickstoff: $\lambda = 4530{,}3$ Å.

Spannung in mm Funkenstr.	Spannung in Volt	$\Delta\lambda_{max}$ in mm $\times 10^{-2}$	$\Delta\lambda_{mitt}$ in mm $\times 10^{-2}$	$\Delta\lambda_{max}$ in Å	$\Delta\lambda_{mitt}$ in Å	$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$
4,0	14500	25	13	9,00	4,68	19,87
7,0	23200	28	15	10,05	5,40	22,02
11,0	32000	31	15,8?	11,15	5,70?	24,60
13,0	35900	32	16	11,50	5,76	25,40
15,5	40000	32	17	11,50	6,11	25,40

Für $\Delta\lambda_{mitt}$ ist sowohl für Sauerstoff als auch für Stickstoff bei 42 000 Volt der konstante Wert noch nicht erreicht (Kurve 3 u. 2), was nach Analogie mit der Wasserstoffkurve vorauszusehen war.

Jede der drei Kurven I, II, III hat in ihrem Verlauf zwei recht stark gekrümmte Kniee (oder Knicke!) und weicht in ihrem Verhalten durchaus ab von einer Kurve, die sich bei Proportionalität von $\Delta\lambda_{max}$ und $\sqrt{V}$ ergeben würde. Bei den den Krümmungsstellen entsprechenden Geschwindigkeiten muß wohl mit den Trägern der betreffenden Spektrallinien ein besonderer Prozeß vor sich gehen. Eine genügende, eindeutige Erklärung für diese Vorgänge in den Trägern kann ich jetzt noch nicht geben. Jedenfalls scheint es,

daß in Kanalstrahlen bei normalen Bedingungen die Träger der Wasserstoff-Serien-Linien keine größeren Geschwindigkeiten als die, welche einer Spannung von 8000—9000 Volt entsprechen, erreichen können. Analog verhalten sich Sauerstoff und Stickstoff, nur daß hier die Geschwindigkeiten geringer als bei Wasserstoff sind. Bei größeren, als diese Grenzgeschwindigkeiten, können also die Lichtträger als solche nicht mehr wahrgenommen werden. Ob sie nun bei diesen Grenzwerten zerfallen, oder ob die sehr schnell bewegten Teilchen nicht mehr selbst zum Leuchten angeregt werden können, während sie das ruhende Gas noch anregen, muß jetzt noch dahingestellt bleiben. Jedenfalls scheinen die bewegten Leuchtquellen nicht identisch zu sein mit den Teilchen im nichtleuchtenden Strahl, die nach den Ablenkungsversuchen auch bei sehr hohen Spannungen, ihre Geschwindigkeit proportional $\sqrt{V}$ ändern.

Die Größe des Dopplereffekts bei Wasserstoff-, Sauerstoff- und Stickstoffkanalstrahlen und die Zahl der Elementarladungen, die den Trägern anhaften.

Da

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \qquad (1)$$

ist und

$$v_{max} = \sqrt{2\frac{e}{m}V} \qquad (2)$$

so ist

$$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} = \frac{1}{c}\sqrt{2\frac{e}{m}V} \qquad (3)$$

d. h. bei gleicher Spannung V muß das Verhältnis des maximalen Dopplereffekts zu der Wellenlänge seiner ruhenden Intensität der Quadratwurzel aus $\frac{e}{m}$ proportional sein. Wenn nun, was ja aus den Ablenkungsversuchen von W. Wien [1]) folgt, immer das einfach geladene Atom als Träger in den Wasserstoff-, Sauerstoff- und Stickstoff-Kanalstrahlen angenommen wird, so muß bei gleichen

[1]) W. Wien. Ann. d. Phys, 1910. 33. S. 922.

Bedingungen $\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}$ für Sauerstoff $= \frac{1}{4}$ $\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}$ für Wasserstoff sein,

und

$$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \text{ für Stickstoff} = \frac{1}{\sqrt{14}} \frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \text{ für Wasserstoff sein.}$$

Im Bereich der ausgeführten Beobachtungen (von 13 000—40 000 Volt) haben alle mit Dopplereffekt behafteten Linien des Sauerstoffs [1]) und Stickstoffs (außer $\lambda = 3995{,}2$ Å) einen viel größeren Maximaleffekt gezeigt, als zu erwarten war.

Wenn nun alle Bedingungen bei Erzeugung und Beobachtung der Kanalstrahlen der drei Gase identisch gewesen sind, so muß man als Erklärung für den zu groß ausfallenden Dopplereffekt des Sauerstoffs und Stickstoffs annehmen, daß das $\frac{e}{m}$ hier nicht einem Atom mit einer Elementarladung entspricht, sondern größer ist. Will man nun keine Bruchteile eines Atoms zulassen, so muß man hier die Existenz von vielfach geladenen Atomen annehmen.

Gegen diese Schlußfolgerung kann der Einwand erhoben werden, daß

1. ein Vergleich der Effekte bei gleichen Entladungsspannungen in verschiedenen Gasen kaum möglich ist, da die Verteilung der Spannungen bei Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff nicht identisch zu sein braucht: bei verschiedenen Gasen können ganz verschiedene Bruchteile der Spannung für die Beschleunigung der positiven Teilchen in Betracht kommen;
2. die Versuche mit den drei Gasen nicht alle mit demselben Rohr gemacht worden sind;
3. während die Wasserstoff-Kanalstrahlen mit Gleichstrom erzeugt wurden, für die Sauerstoff- und Stickstoffstrahlen ein Induktorium als Stromquelle benutzt wurde.

Doch kommt W. Wien [2]) auf Grund seiner Beobachtungen an Strahlen verschiedener Gase zu dem Resultat, daß die Entladungsvorgänge bei verschiedenen Gasen ganz analog verlaufen und in derselben Röhre auch immer derselbe Teil der Entladungsspannung zur Beschleunigung benutzt wird.

---

[1]) Siehe auch J. Stark. Ann. d. Phys. 1908. 26. S. 815, 816.

[2]) W. Wien. Ann. d. Phys. 1911. 33. S. 922.

Es ist zwar nicht bei allen Versuchen dieselbe Röhre benutzt worden, wohl aber immer Röhren von demselben Typus und denselben Dimensionen.

Endlich sind Wasserstoffversuche mit Gleichstrom und mit dem Induktorium als Stromquelle gemacht worden und haben bei entsprechend gleichen Spannungen gleichgroße Effekte gegeben.

Demnach sind die Dopplereffekte in verschiedenen Gasen bei gleicher Spannung doch vergleichbar.

In Figur 18 sind die Größen $\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}$ für Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff über den Spannungen nach Tabelle V, VI und VII als Kurven aufgetragen. Eine genaue quantitative Berechnung der Größe der Ladung eines Trägers der Sauerstoff- oder Stickstoff-Kanalstrahlen gestatten die Kurven der Figur 18 nicht; denn bei den Spannungen, bei welchen der Effekt im Sauerstoff und Stickstoff gemessen worden ist, ist der Maximaleffekt des Wasserstoffs schon konstant.

Es ist aber noch eine andere Möglichkeit vorhanden, einen Schluß auf die Größe der Ladung der Lichtträger im Kathodenfall zu ziehen. Diese Möglichkeit besteht darin, daß man aus dem maximalen Dopplereffekt die wirksame Spannung im Kathodenfall berechnen und sie mit der zugehörigen Röhrenspannung vergleichen kann. Die berechnete Spannung muß unbedingt kleiner sein, als die angelegte Entladungsspannung.

Es ist

$$v = c\,\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}$$

und

$$V = \frac{v^2}{2\frac{e}{m}}$$

daraus folgt für die beschleunigende Spannung im Kathodenfall:

$$V = \frac{c^2 \cdot (\Delta\lambda_{max})^2}{\lambda^2 \cdot 2\frac{e}{m}}\,10^{-8}\ \text{Volt} \qquad (4)$$

In diesem Ausdruck ist für eine bestimmte Spektrallinie alles konstant bis auf $\Delta\lambda_{max}$. Wenn wir nun bei einer Serienlinie des Wasserstoffs z. B. H_γ den maximalen Dopplereffekt bei ver-

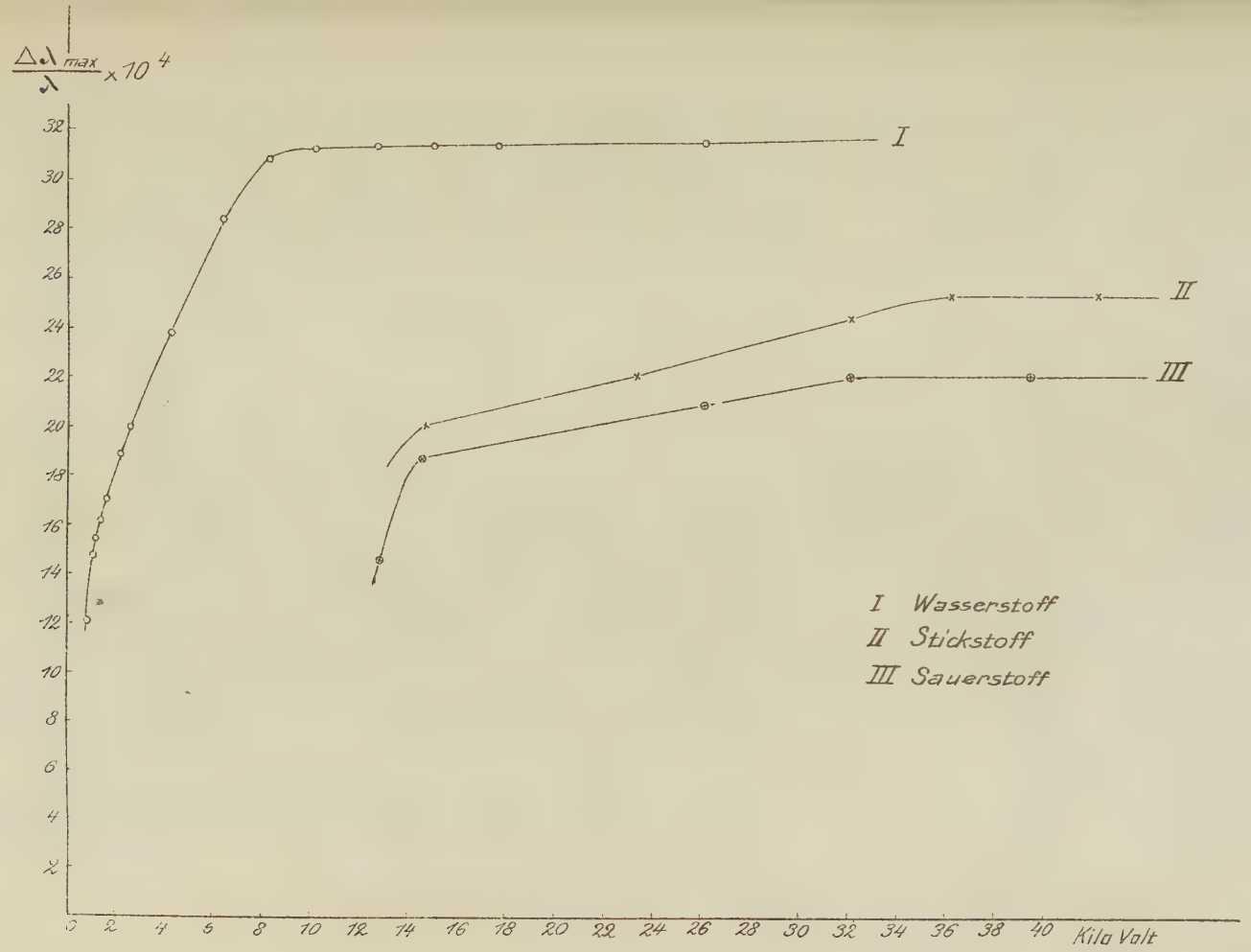

$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$
32
30
28
26
24
22
20
18
16
14
12
10
8
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
32
34
36
38
40
Kilo Volt
I
II
III
I Wasserstoff
II Stickstoff
III Sauerstoff

Fig. 78.

schiedenen Spannungen messen und daraus nach (4) die für die Erzeugung dieses Effekts notwendigen Spannungen berechnen, so erhalten wir im Bereiche von 1000—40000 Volt immer Werte, die kleiner sind als die gemessenen Entladungsspannungen. Dabei ist angenommen, daß für Wasserstoff

$$\frac{e}{m} = 9650$$

ist. In der Tabelle VIII ist die Berechnung der Spannungen durchgeführt.

Für Wasserstoff ist:

$$V = 4{,}64 \left(\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}\right)^2 . 10^8 \text{ Volt.} \qquad (5)$$

Für kleine Werte der Spannung ist das Verhältnis der wirksamen Spannung zur gesamten Entladungsspannung nahezu = 1; mit steigender Spannung wird das Verhältnis immer kleiner, weil die Kurve I (Figur 18) bei wachsender Spannung immer mehr von der Kurve abweicht, die man erhalten würde, wenn die Geschwindigkeiten der Serienträger sich mit der Quadratwurzel aus der angelegten Röhrenspannung ändern würden.

Tabelle VIII.

Entladungsspannung mit Elektrometer gemessen in Volt	$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$	Berechnete Spannung in Volt
1000	14,3	963
2000	18,4	1575
4000	23,5	2560
6000	27,8	3580
8000	30,6	4370
12000	31,3	4550
16000	31,5	4600
20000	31,6	4650
25000	31,6	4650

Für Sauerstoff ist

$$V = 4{,}64 . 16 . \left(\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}\right)^2 10^8 \text{ Volt} \qquad (6)$$

wenn

$$\frac{e}{m} = 9650 : 16 = 603{,}1$$

angenommen wird, d. h. wenn die Träger der Funkenlinien Atome mit einer Elementarladung sind.

Unter Zugrundelegen dieser Annahme sind die Werte der Spannung in Tabelle IX nach Formel (5) berechnet:

Tabelle IX.

Entladungsspannung mit Funkenstrecke gemessen und auf Volt umgerechnet	$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$	Aus dem Max. Dopp. Eff. berechnete Spannung in Volt
13000	15,30	17420
15000	18,80	26400
18000	19,40	28000
20000	19,80	29100
25000	20,70	31940
30000	21,65	34900
35000	22,00	36000
40000	22,00	36000

Der Vergleich der Kolumne 1 und 3 der Tabelle zeigt, daß die berechneten Spannungen bis 40 000 Volt alle größer ausfallen als die gemessenen Röhrenspannungen.

Für die Träger der Serienlinien im Wasserstoff-Kanalstrahl sind wir, wie aus Tabelle VIII zu ersehen war, mit der Annahme eines Atoms mit einer Elementarladung ausgekommen — für die Funkenlinien des Sauerstoffs kommen wir mit dieser Annahme nicht aus und müssen uns entschließen, als Träger Atome mit mehreren Ladungen anzunehmen.

In der Tabelle X sind die Spannungen aus dem maximalen Dopplereffekt bei Annahme von einem Atom mit einer, zwei, drei und vier Elementarladungen als Träger berechnet.

Tabelle X.

Gemessene Entladungs-spannung in Volt	Aus dem Maximaleffekt berechnete Spannungen in Volt bei Annahme für:			
	$\frac{e}{m} = \frac{9650}{16}$	$\frac{e}{m} = 2 \cdot \frac{9650}{16}$	$\frac{e}{m} = 3 \cdot \frac{9650}{16}$	$\frac{e}{m} = 4 \cdot \frac{9650}{16}$
13000	17420	8710	5607	4355
15000	26400	13200	8800	6600
18000	28000	14000	9333	7000
20000	29100	14550	9700	7275
25000	31940	15970	10647	7985
30000	34900	17450	11633	8725
35000	36000	18000	12000	9000
40000	36000	18000	12000	9000

Bei Annahme eines Atoms mit zwei Ladungen erhalten wir schon Spannungen, die kleiner sind, als die gemessenen Entladungsspannungen: diese Annahme führt also zu keinen Widersprüchen. Aber der Vergleich der Tabelle X mit der analogen Tabelle VIII für Wasserstoff zeigt, daß vielleicht die Annahme eines Atoms mit drei Ladungen für die Funkenlinien des Sauerstoffs berechtigter ist [1]).

Für Stickstoff ist

$$V = 4{,}64 \,.\, 14 \,.\, \left(\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda}\right)^2 10^8 \text{ Volt}$$

wenn

$$\frac{e}{m} = \frac{9650}{14} = 689{,}3,$$

d. h. wenn ein Atom mit einer Ladung als Träger der Linien des Stickstoffs angenommen wird, die den größeren Dopplereffekt gezeigt haben.

Dazu gehörten (nach Seite 29) die Linien

5005,7 Å
5002,7 „
4643,4 „
4630,9 „
4530,3 „

Die erste Kolumne der Tabelle XI verglichen mit der dritten Kolumne zeigt wieder, daß wir mit einer Ladung für die Träger der angeführten Linien des Stickstoffs nicht auskommen. In den anderen Vertikalreihen der Tabelle sind wieder bei Annahme eines Stickstoffatoms mit zwei, drei und vier Elementarladungen als Träger die berechneten Spannungen angeführt.

---

[1]) Anmerkung. Später hat auch Herr B. Saxèn im Würzburger Institut bei seinen Energiemessungen an Kanalstrahlen einige Kontrollaufnahmen des Dopplereffekts der Sauerstoffkanalstrahlen (mit einer Influenzmaschine als Stromquelle) gemacht. Er kommt dabei für die Träger der Funkenlinien zu ähnlichen Resultaten: die Träger müssen mit mehreren positiven Elektrizitätsquanten geladen sein, — da die Annahme einer Elementarladung zu unmöglichen Resultaten führt.

Bruno Saxèn: Energiemessungen an Kanalstrahlen. Akademische Abhandlung. Helsingfors 1912.

Tabelle XI.

Entladungsspannung nach Funkenstrecke auf Volt umgerechnet	$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$	Aus dem Maximaleffekt berechnete Spannungen bei Annahme für: $\frac{e}{m} = \frac{9650}{14}$	$\frac{e}{m} = 2 \cdot \frac{9650}{14}$	$\frac{e}{m} = 3 \cdot \frac{9650}{14}$	$\frac{e}{m} = 4 \cdot \frac{9650}{14}$
14000	19,6	25000	12500	8333	6250
16000	20,4	27100	13550	9033	6775
18000	20,90	28500	14250	9500	7125
22000	21,85	31100	15550	10370	7775
25000	22,60	33300	16650	11310	8325
30000	23,85	37100	18550	12370	9275
35000	25,20	41450	20725	13823	10362
40000	25,30	41600	20800	13866	10400

Wie beim Sauerstoff, so ist auch beim Stickstoff für die auf voriger Seite angegebenen Linien die Annahme eines Atoms mit drei Elementarladungen als Träger am wahrscheinlichsten. Was die Linie $\lambda = 3995{,}2$ Å anbetrifft, die ja, wie erwähnt, einen kleineren Dopplereffekt hat, so sieht man aus Tabelle XII, daß man für diese Linie mit der Annahme eines Atoms mit zwei Ladungen vollständig auskommt, also

$$\frac{e}{m} = 2\,\frac{9650}{14} = 1378.$$

Natürlich kann der Träger aber auch ein Molekül mit vier Ladungen sein, da in diesem Falle auch

$$\frac{e}{m} = \frac{4 \cdot 9650}{2 \cdot 14} = 1378.$$

Gemessene Spannung in Volt	$\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} \times 10^4$	Berechnete Spannung in Volt bei Annahme für: $\frac{e}{m} = \frac{9650}{14}$	$\frac{e}{m} = 2 \cdot \frac{9650}{14}$
14500	16,8	18300	9150
26000	19,6	24500	12250
40000	20,4	27000	13560

Alle Schlüsse, die wir aus der Größe des Dopplereffekts auf die Ladungen der Träger der bewegten Intensitäten des Sauerstoffs und Stickstoffs gezogen haben, gelten eigentlich nur für den Zustand

der Träger im beschleunigenden Felde vor der Kathode. Es ist wahrscheinlich, daß die Träger ihre vielfache Ladung auch im weiteren Verlauf des Strahls im kräftefreien Raume beibehalten, doch ist es keine notwendige Folge der angeführten Überlegungen. Da das Kanalstrahlenteilchen im Verlauf seines Lebens bei den Zusammenstößen mit ruhenden Teilchen Umladungen erleidet, so ist es möglich, daß bei den positiven Aufladungen im kräftefreien Raum der Träger nicht mehr drei Elementarladungen aufnimmt.

In den beiden folgenden Tabellen XIII und XIV sind für gleiche Röhrenspannung die wirksamen Spannungen und die Geschwindigkeiten, wie sie sich aus den Dopplereffektbeobachtungen und aus den Ablenkungsversuchen von W. Wien [1]) berechnen lassen, zusammengestellt:

Tabelle XIII.

Wasserstoff.

Röhrenspannung in Volt bei Ablenkungsversuchen und bei D.E Beobachtungen	Wirksame Spannung aus dem D.E berechnet in Volt $\frac{e}{m} = 9650$	$v \times 10^{-8}$ in cm aus dem D.E.	Aus den Ablenkungsversuchen von W. Wien für $\frac{e}{m} = 9650$	
			Wirksame Spannung	$v \times 10^{-8}$
20100	4600	0,943	11200	1,430
27200	4600	0,943	15000	1,645
33400	4600	0,943	17000	1,750

Die aus dem maximalen Dopplereffekt für Wasserstoff-Kanalstrahlen erhaltenen Geschwindigkeiten sind kleiner, als die aus den Ablenkungsversuchen berechneten. Während die beim Dopplereffekt in Betracht kommende wirksame Spannung bei 4600 Volt konstant geworden ist, steigt sie bei den Ablenkungsversuchen stetig auch bei den höchsten Röhrenspannungen.

Beim Sauerstoff sind die aus den maximalen Dopplereffekten resultierenden Geschwindigkeiten größer als die aus den Ablenkungsversuchen berechneten. Die wirksamen Spannungen unterscheiden sich bei kleineren Werten der Röhrenspannung in beiden Fällen nicht stark voneinander (bei Annahme eines Atoms mit drei Elementarladungen als Träger der Funkenlinien).

[1]) W. Wien. Ann. d. Phys. 33. 1910. S. 926.

Tabelle XIV.

Sauerstoff.

Röhrenspannung in Volt bei Ablenkungsversuchen und bei D.E. Beobachtungen	Wirksame Spannung aus dem D. E. berechnet in Volt $\frac{e}{m} = 3\frac{9650}{16}$	$v \times 10^{-8}$ in cm aus dem D. E.	Aus den Ablenkungsversuchen von W. Wien für $\frac{e}{m} = \frac{9650}{16}$	
			Wirksame Spannung	$v \times 10^{-8}$
20900	10000	5,98	13400	3,88
29400	11100	6,49	15400	5,17
31100	11800	6,57	15900	5,35
33500	12000	6,60	19400	6,52
39600	12000	6,60	21200	7,11

Bei höheren Spannungen strebt wieder die wirksame Spannung für den maximalen Dopplereffekt einem konstanten Wert zu, während sie bei den Ablenkungsversuchen immer wächst.

Die in beiden Versuchen beobachteten Träger können demnach wohl nicht identischer Natur sein.

Wir haben also, wie im vorigen ausgeführt, bei den Ausmessungen der Dopplereffekte in zwei Punkten Abweichungen von den Resultaten der Ablenkungsversuche gefunden:

1. Die für den Dopplereffekt in Betracht kommenden Geschwindigkeiten der Lichtquellen wachsen nicht, wie bei den Ablenkungsversuchen, mit der Quadratwurzel aus der Entladungsspannung, sondern erreichen bei einer bestimmten Spannung bald eine Grenze, die sie nicht überschreiten können (wenigstens bei meinen normalen Bedingungen im Entladungsrohr).
2. bei Sauerstoff und Stickstoff haben die Ablenkungsversuche für $\frac{e}{m}$ 9650×16 resp. 9650×14, d. h. Atome mit einer Ladung als Träger ergeben. Die Beobachtung der Dopplereffekte zwingt aber für die bewegten Lichtquellen Atome mit mehreren, wohl mit drei, Ladungen anzunehmen.

Um diese sich widersprechenden Resultate in Einklang zu bringen, können wir verschiedene Annahmen machen:

1. Bei großen Geschwindigkeiten hören die bewegten Lichtquellen auf zu leuchten, d. h. die Träger können sich nicht mehr zum Leuchten anregen: da die Teilchen im neutralen

Zustande leuchten sollen und der Anregungsprozeß in der Aufnahme von negativen Ladungen (Elektronen) besteht, so können sie bei den zu großen Geschwindigkeiten keine Elektronen vom umgebenden Gase an sich ketten. Die ruhenden Gasteilchen können aber trotzdem noch durch sie zum Leuchten angeregt werden.

Die bei den Ablenkungsversuchen in Betracht kommenden Teilchen müssen dann Teilchen anderer Beschaffenheit sein, die nur einfache Elementarladung besitzen und unter gewöhnlichen Bedingungen nicht zum Leuchten angeregt werden.

2. Eine andere Möglichkeit, die Widersprüche zu beseitigen, besteht in der Annahme (die von Prof. F. Harms stammt), daß die bewegten Lichtträger nur bis zu einer gewissen Geschwindigkeit als solche bestehen können: wenn die Geschwindigkeitsgrenze überschritten ist, zerfällt der Träger in andere Einheiten, die nicht leuchten, durch die Ablenkungsversuche aber konstatiert werden können.

Ob eine, und welche von diesen Hypothesen berechtigt ist, können nur weitere Versuche und zwar durch Kombination der Ablenkungsmethode mit der spektroskopischen Beobachtung zeigen.

Einwirkung eines Magnetfeldes auf den Dopplereffekt der Sauerstoff-Kanalstrahlen.

Nach den Untersuchungen von W. Wien [1]) ist es sehr wahrscheinlich, daß die Lichtträger im Kanalstrahl neutrale Teilchen sind. Im Neutralwerden, d. h. im Aufnehmen von Elektromen durch positiv geladene Teilchen, besteht wohl der Prozeß des Aufleuchtens: im neutralen Zustande leuchtet das Teilchen durch Nachklingen weiter.

Wenn es sich so verhält, dann muß durch ein starkes Magnetfeld die Gesamtintensität des Strahls erheblich geschwächt werden, — das Verhältnis der ruhenden zur bewegten Intensität darf aber durch das Magnetfeld nicht stark verändert werden.

H. Bärwald [2]) hat die Einwirkung des Magnetfeldes auf einen Wasserstoff-Kanalstrahl untersucht und gefunden, daß das Ver-

[1]) W. Wien. Ann. d. Phys. 27. S. 1025; 1908. 30. S. 349; 1909. 33. S. 871. 1910.

[2]) H. Bärwald. Ann. d. Phys. 34. S. 883; 1911.

hältnis der ruhenden zur bewegten Intensität der Serienlinien wenig beeinflußt wird.

Nach Bärwald erleidet der Dopplereffekt bei gleichen ruhenden Intensitäten durch ein starkes Magnetfeld (9000 Gauß) eine Schwächung von ca. 8 %.

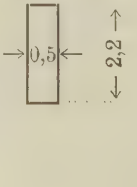
Da für die Träger der Funkenlinien des Sauerstoffs eine dreifache Elementarladung im Kathodenfall gefunden worden ist, und da es immerhin möglich war, daß die Träger diese mehrfache Ladung auch bei den Umladungen im weiteren Verlauf des Strahls wieder erhalten, so durfte man vermuten, daß die Neutralisation durch zeitlich aufeinanderfolgende Aufnahme je eines Elektrons zustande kam. Wenn nun die Anregung des Leuchtprozesses in der Aufnahme eines Elektrons besteht, wie es bei den einfach geladenen Trägern der Wasserstoffserie angenommen wird, so könnte hier beim Sauerstoff das Teilchen schon zu leuchten anfangen, wenn es das erste Elektron aufgenommen hat, selbst aber noch mit zwei Elementarladungen positiv ist. Ähnlich würde das Verhalten nach Aufnahme des zweiten Elektrons sein; erst nach Aufnahme des dritten Elektrons würde der Träger neutral werden. Es müßten also, wenn diese Vorstellungen richtig wären, im Sauerstoff-Kanalstrahl neutrale und positiv geladene Teilchen Licht aussenden. Ein starkes Magnetfeld mußte demnach gerade die bewegte Intensität durch Wegnahme der positiv geladenen Träger sehr erheblich schwächen, wenn der Strahl unmittelbar hinter dem Magnetfelde beobachtet werden würde.

Um dies zu prüfen, wurden Dopplereffektaufnahmen eines Sauerstoff-Kanalstrahls ohne Magnetfeld und mit einem solchen unmittelbar vor dem in Betracht kommenden Strahlgebiet vorgenommen.

Die Versuchsanordnung ist aus der nebenstehenden Figur 19 zu ersehen.

Aus der Eisenkathode K mit Aluminiumbelag geht ein 5 mm starkes Aluminiumröhrchen heraus, welches ganz geschlossen ist, und nur bei A eine seitliche Öffnung hat.

Vor dieser Öffnung A wurde der Spektralapparat so aufgestellt, daß nur Licht vom Strahl unmittelbar hinter den Magnetpolen P_1 P_2 auf den Spalt fallen konnte. Die Polschuhenden des Elektromagneten hatten die angegebene Form und Dimensionen in cm:



und einen Polabstand von 0,9 cm. Die Feldstärke bei den Versuchen betrug 9000—10000 Gauß.

Damit keine Beeinflussung der Entladung durch das magnetische stattfinden konnte, war der Entladungsraum in einem aus zwei

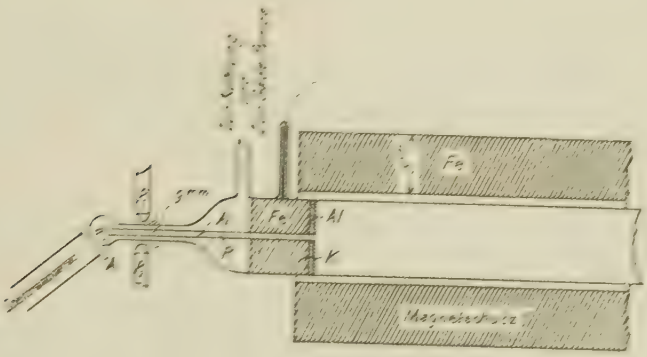


Fig. 19.

starken Holzzylindern von 5 cm Wandstärke bestehenden Magnetschutz eingebettet.

Die Gesamtintensität des Strahls wurde durch das Magnetfeld merklich geschwächt, so daß man bei 12stündiger Exposition im Magnetfeld auf ungefähr dieselbe Schwärzung bei den reduzierten Intensitäten kam, wie ohne Magnetfeld bei ca. zwölf Stunden (bei sonst gleichen Bedingungen).

Die bewegten Intensitäten hatten in beiden Fällen gleiche Verteilung, nur war das Maximum der Schwärzung der bewegten Intensität im Falle des Magnetfeldes um ca. 6% geschwächt.

In den Figuren 20 und 21 sind die Sauerstofflinien $\lambda = 4591{,}8$ Å und $\lambda = 4254{,}1$ Å mit ihren Doppelcharakteren als Kurven aufgetragen. Die ausgezogenen Kurven gehören den Aufnahmen mit eingeschaltetem Magnetfeld an, die punktierten denen ohne Feld.

Die Versuchsbedingungen für Figuren 20 und 21 waren folgende:

Ohne Magnetfeld:

Stromquelle: Induktorium.
Spannung: 3,5 cm Funkenstr.
Spalt: 0,025 mm.
Exposition: 12 Stunden.
Aufstellung des Spaltrohrs: unter 30° zur Strahlachse.

Mit Magnetfeld:

Stromquelle: Induktorium.
Spannung: 3,5 mm Funkenstr.
Spalt: 0,025 mm.

Exposition: 18 Stunden.
Aufstellung des Spaltrohres: unter 30° zur Strahlachse.

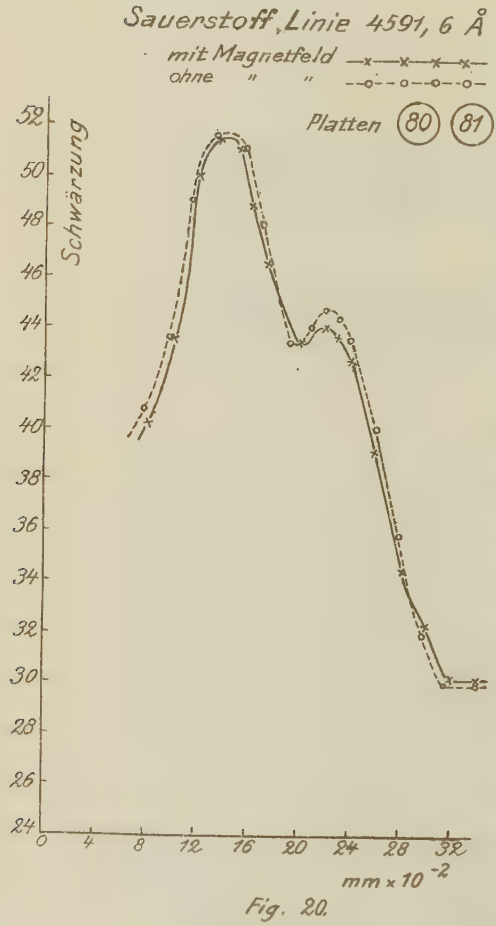


Fig. 20.

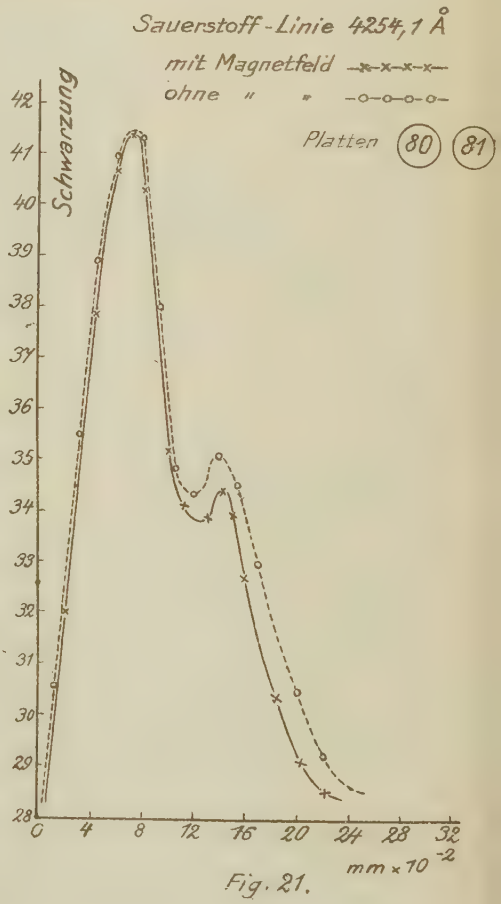


Fig. 21.

Trotz des Magnetschutzes war eine kleine Beeinflussung der Entladung durch das Streufeld zu bemerken.

Aus den erhaltenen Resultaten ist zu ersehen, daß die bewegten Intensitäten der Funkenlinien der Sauerstoffkanalstrahlen im Magnetfelde dasselbe Verhalten zeigen wie (nach H. Bärwald) die Serienlinien des Wasserstoffs.

Daraus kann mit einiger Wahrscheinlichkeit geschlossen werden, daß auch die Träger der Funkenlinien des Sauerstoffs nur in neutralem Zustande Licht aussenden.

Über die Abnahme der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen-Teilchen mit der Entfernung von der Kathode.

Wenn die Kanalstrahlenteilchen in die Atmosphäre eines Gases hineinfliegen, so regen sie dies Gas zum Leuchten an, werden aber auch selbst angeregt und senden Licht aus. Es ist also eine Wechselwirkung zwischen den bewegten und ruhenden Teilchen vorhanden; außerdem findet wohl auch eine Reibung statt. Demnach könnte man annehmen, daß die Geschwindigkeit der Träger im Verlaufe des Strahls allmählich mit der Entfernung von der Kathode abnimmt. Da die Entfernung des Dopplerstreifens von der ruhenden Spektrallinie eine Funktion der Geschwindigkeit des Kanalstrahls ist, so müßte bei Aufnahmen von Strahlgebieten, die weit von der Kathode liegen, der Dopplerstreifen näher zur ruhenden Intensität rücken, als bei Aufnahmen, die in der Nähe der Kathode gemacht worden sind.

Um diese Bremsung der Kanalstrahlen zu konstatieren, wurden Aufnahmen des Dopplereffekts der Wasserstoffkanalstrahlen in verschiedenen Entfernungen von der Kathode unternommen.

Bei Aufnahmen, die durch seitliches Anvisieren des Strahls in verschiedenen Entfernungen von der Kathode (I und II) gemacht wurden — dabei liefen die Strahlen (unter 45^0) auf den Spalt zu — wurde im Falle II im Vergleich zu I (siehe Figur 22) kein Näherrücken des Dopplerstreifens zur ruhenden Intensität konstatiert. Im Gegenteil, das Maximum der Schwärzung der bewegten Intensität schien im Falle II weiter von der ruhenden Spektrallinie zu liegen, als im Falle I.

Die Anordnung der Figur 22 erwies sich für den verfolgten Zweck als ungeeignet, weil es nicht möglich war, ein scharf begrenztes Stück des Strahls spektral zu photographieren: im Falle II konnte Licht von den nahe an der Kathode gelegenen Teilen des

Strahls, sowohl direkt, als auch durch Reflexion an der Glaswand der Röhre, auf den Spalt des Spektralapparats gelangen.

Um ganz sicher zu sein, daß in jedem Falle nur Licht von einem begrenzten Teile des Strahls auf den Spalt fällt, wurde die Anordnung modifiziert.

In den 50 cm langen Beobachtungsraum A (Figur 23) einer

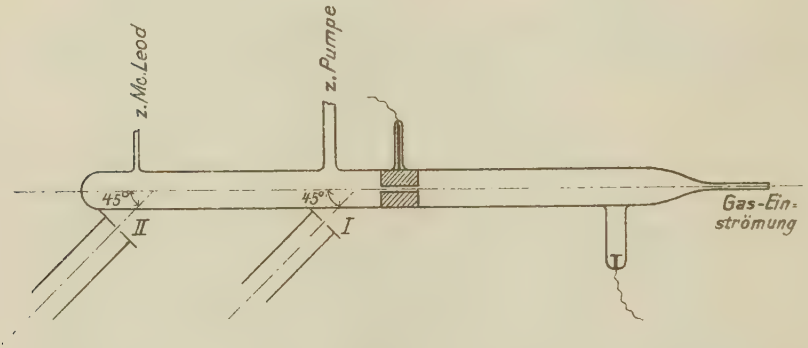


Fig. 22.

gewöhnlichen Entladungsröhre mit einer Aluminiumkathode (Bohrung 4 mm) wurde ein massiver Eisenzylinder B hineingebracht. Die der Kathode zugekehrte Seite des Zylinders war mit Ruß geschwärzt, um Reflexionen zu vermeiden.

Der Eisenzylinder konnte mit Hilfe einer von außen auf das Glasrohr geschobenen Magnetspule auf beliebige Entfernung von der Kathode eingestellt werden (Figur 23).

Das Spaltrohr des Spektralapparats wurde unter 45° zur Strahlachse so aufgestellt, daß die Lichtträger sich vom Spalt entfernten. Einige Zentimeter strahlabwärts vom Spalt wurde der Strahl durch die berußte Zylinderwand abgeschnitten. Auf diese Weise konnte nur Licht von einem kleinen, gut abgegrenzten Teile des Strahls auf den Spalt gelangen. Es wurden nun ceteris paribus Aufnahmen von Strahlabschnitten gemacht, die 1. nahe an der Kathode und 2. weit entfernt am Ende des Beobachtungsrohrs lagen.

Eine Reihe von Dopplereffekt-Aufnahmen, in Stellung I (10 cm von der Kathode) und II (35 cm von der Kathode) gemacht, wurden ausphotometriert und die Serienlinien mit ihren Dopplereffekten als Kurven aufgetragen. Die Expositionszeiten der korrespondierenden Aufnahmen wurden so gewählt, daß die ruhenden Intensitäten der zu vergleichenden Linien nahezu gleich waren.

Die Dopplereffekt-Kurven zeigten nun an den Linien H_β, H_γ und H_δ folgendes Verhalten:

Bei größerer Entfernung von der Kathode rückt der Dopplerstreifen nicht näher an die ruhende Linie heran; im Gegenteil, im Falle II liegt das Maximum der Schwärzung immer weiter von der ruhenden Intensität als im Falle I, doch immer so, daß die Doppler-

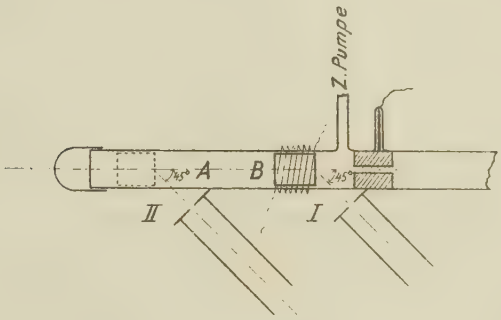


Fig. 23.

kurve für Fall II ganz umhüllt ist von der Kurve für Fall I (Figur 24), wenn die ruhenden Intensitäten gleich stark sind und zusammenfallen. Der aufsteigende Ast der Dopplerkurve für Fall II liegt dabei viel tiefer wie derjenige für Fall I, ebenso liegt das Maximum der Schwärzung bei II tiefer. Der absteigende Ast der Kurve für Fall II fällt fast zusammen mit demjenigen für Fall I.

Die Figur 24 zeigt dieses Verhalten an der H_γ-Linie.

Das Diagramm ist nach einer Aufnahme gezeichnet, die unter folgenden Bedingungen aufgenommen wurde:

Füllung: Elektrolyt. Wasserstoff.
Druck im Beobachtungsraum: 0,07 mm Hg.
Spannung: 2,5 mm Funkenstrecke.
Spalt: 0,01 mm.
Aufstellung (nach Figur 23):
I. (10 cm von der Kathode):
Exposition: 1½ Stunden.
II. (35 cm von der Kathode):
Expositon: 4 Stunden.
Platte: Schleußner-Ultra-Rapid.

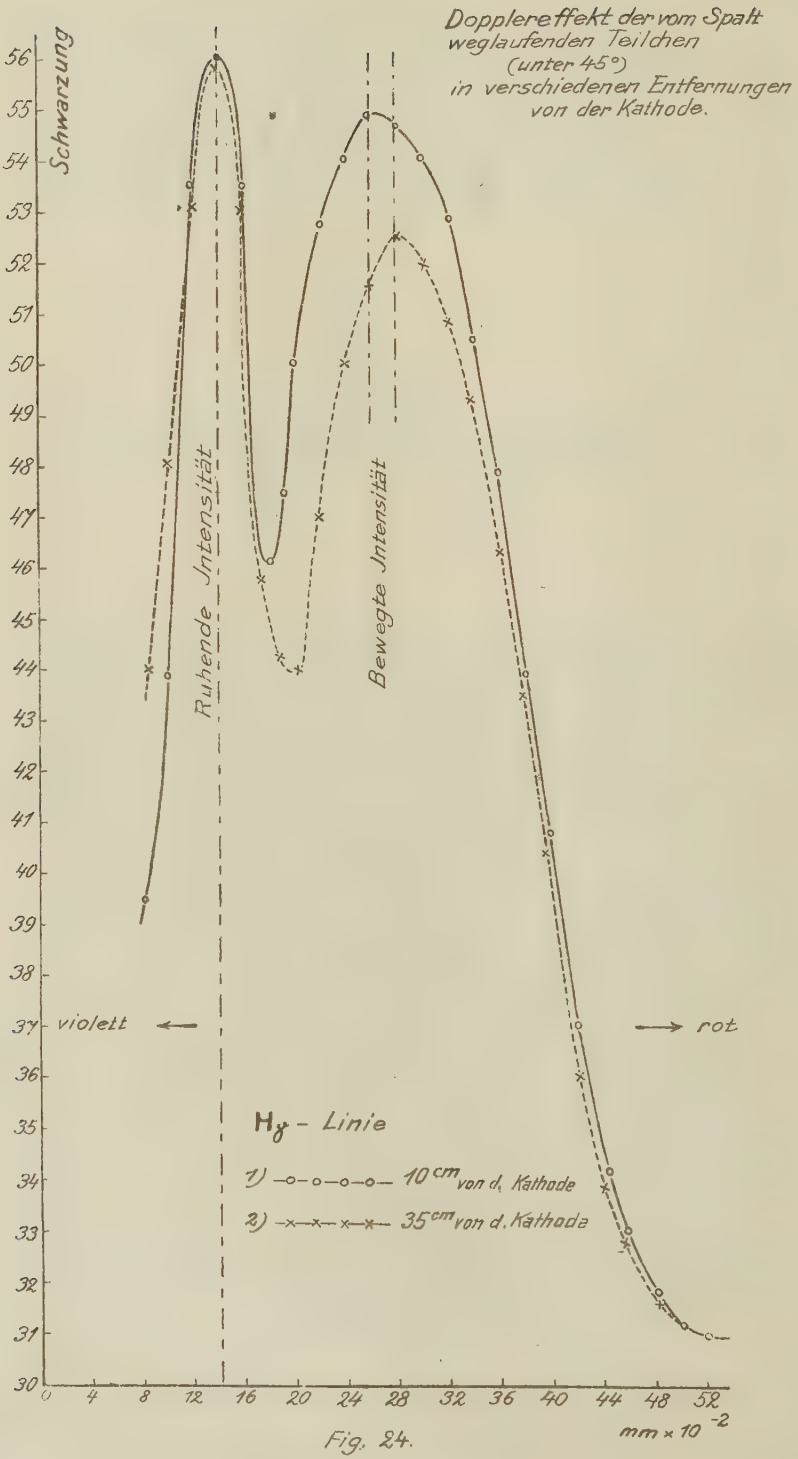

Dopplereffekt der vom Spalt weglaufenden Teilchen (unter 45°) in verschiedenen Entfernungen von der Kathode.
Schwärzung
Ruhende Intensität
Bewegte Intensität
violett
rot
Hγ - Linie
1) —o—o—o—o— 10 cm von d. Kathode
2) —x—x—x—x— 35 cm von d. Kathode
mm × 10 -2

Fig. 24.

Die H_β- und H_δ-Linie ergaben ähnliche Diagramme.

Diese Resultate können nur so gedeutet werden, daß beim Durchfliegen des mit ruhenden Gasteilchen angefüllten Raumes die aus dem Kathodenfall herausfliegenden Partikeln nicht merklich gebremst werden, daß aber bei den Zusammenstößen eine Absorption der bewegten Lichtquellen stattfindet: die Träger mit kleineren Geschwindigkeiten werden stärker absorbiert, als die schnell bewegten. Dadurch entsteht eine Verschiebung des Maximums der Schwärzung auf der Platte nach der Seite der größeren Geschwindigkeiten, zugleich auch eine Schwächung der Gesamtintensität des Strahls. Eine große Zahl von Teilchen durchfliegt den Gasraum ohne an Geschwindigkeit einzubüßen[1]).

Daß die Teilchen mit kleinen Geschwindigkeiten stärker absorbiert werden, als die schnell bewegten, kann vielleicht durch folgende Vorstellung (die aber durchaus nicht real zu sein braucht), erklärt werden:

Wenn die bewegten Partikeln zwischen den ruhenden Teilchen in genügender Entfernung von den Zentren derselben vorbeifliegen, so gehen sowohl die schnell, als auch die langsam fliegenden Träger unbehelligt durch. Fliegt aber ein Teilchen durch die Wirkungssphäre eines ruhenden Partikels sehr nahe am Kern vorbei, so wird dasjenige, welches eine kleine Geschwindigkeit hat, von seinem Wege stark abgelenkt und kann in das ruhende Teilchen hineinfallen (Absorption); das Teilchen mit einer großen Geschwindigkeit fliegt aber aus der Wirkungssphäre des ruhenden Teilchens hinaus und setzt seinen Weg mit der früheren Geschwindigkeit fort. Dabei kann dieses Teilchen, je nachdem ob es nahe oder weit vom Zentrum durch die Wirkungssphäre geflogen ist, eine geringere oder größere Ablenkung vom ursprünglichen Wege erleiden: dadurch läßt sich das allmähliche Diffuswerden des Strahls erklären. Die ganz großen Geschwindigkeiten werden wahrscheinlich nur bei ganz zentralen Stößen absorbiert, und das findet wohl selten statt.

[1]) Anmerk. bei der Korrektur: Neuerdings fanden auch Königsberger und Kutschewski (Ann. d. Phys. 37 S. 167. 1912) keine Geschwindigkeitsabnahme der Teilchen im Verlauf des Strahls. Zu ähnlichen Resultaten wie die oben angeführten kommt auch E. Wagner (Phys. Z. 7. S. 257. 1912) deutet sie abers anders.

Reflexion der Wasserstoff-Kanalstrahlen an Glas und Metall und die rücklaufenden Kanalstrahlen (Retrograde Rays).

Hermann und Kinoshita [1]) hatten beobachtet, daß bei ihren mit einer Siebkathode erhaltenen Wasserstoff-Kanalstrahlen die Longitudinalaufnahmen neben einem starken normalen Dopplereffekt, auch einen schwächeren, nach den größeren Wellenlängen verlaufenden Effekt zeigten. Sie deuteten diese Erscheinung als Reflexion der Kanalstrahlen an der Glaswand des Rohres. Später haben Stark [2]) und Steubing Betrachtungen über die Geschwindigkeit und kinetische Energie der reflektierten Kanalstrahlen angestellt.

Andererseits hat J. J. Thomson [3]) im Entladungsrohr neben den normalen Kanalstrahlen immer auch Teilchen gefunden, die durch das elektrische Feld des Kathodenfalles von der Kathode fort beschleunigt wurden. Im übrigen verhielten sich diese von Thomson „Retrograde Rays" genannten Strahlen wie die Kanalstrahlen.

Bei meinen Wasserstoff-Kanalstrahlen, die durch Gleichstrom mit einer Al-Platten-Kathode (mit einer 5 mm Bohrung) erzeugt waren, fand ich, daß bei gleichen Expositionszeiten der nach den größeren Wellenlängen verlaufende Effekt viel stärker bei genau axialen Aufnahmen war, als bei Aufnahmen, die unter einem kleinen Neigungswinkel zur Strahlachse gemacht wurden, so daß kein direktes Licht aus der Kathodenöffnung auf den Spalt fallen konnte.

Außerdem wurde beobachtet, daß bei axialen Aufnahmen der nach den größeren Wellenlängen verlaufende Effekt dann stärker wurde, wenn die Spannung und Stromstärke so gewählt waren, daß der Kanalstrahlenpinsel vor der Kathode breiter als die Kathodenöffnung war und die bewegten Teilchen zum Teil an das Kathodenmetall prallten.

Es lag nahe, anzunehmen, daß bei Longitudinalaufnahmen der durch Reflexion an der Glaswand erzeugte Effekt durch die „Retrograde Rays" und durch die an der Kathodenwand reflektierten Teilchen verstärkt wurde. Beide Lichtquellen konnten ihr Licht durch das Kathodenloch auf den Spalt des Spektroskops werfen.

[1]) W. Hermann u. S. Kinoshita, Phys. Zeit. 7. S. 564. 1906.
[2]) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. 28. S. 995. 1909.
[3]) J. J. Thomson, Phil. Mag. 1910.

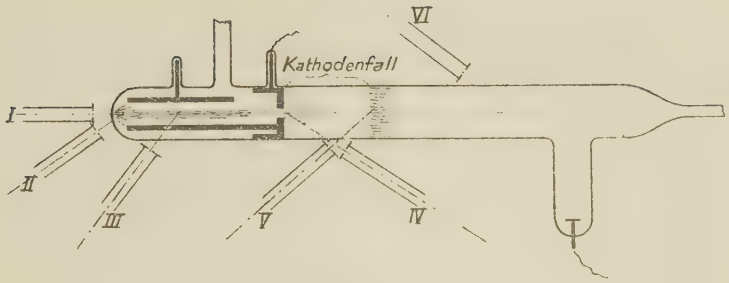

VI
Kathodenfall
I
II
III
V
IV

Fig. 25.

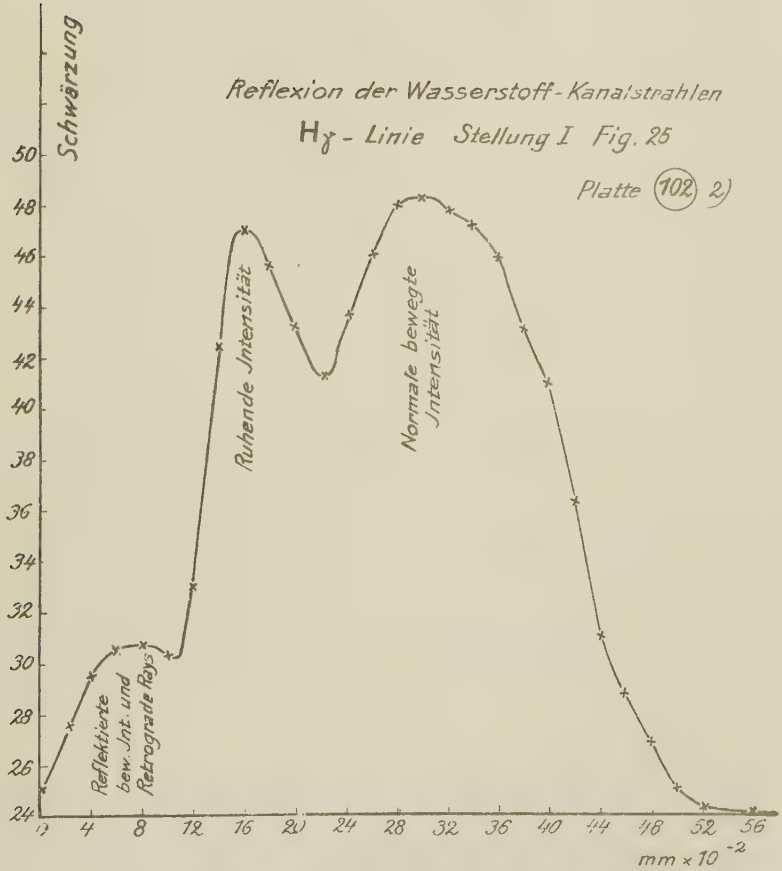

Reflexion der Wasserstoff-Kanalstrahlen
Hγ - Linie Stellung I Fig. 25
Platte (102) 2)
Schwärzung
Ruhende Intensität
Normale bewegte Intensität
Reflektierte bew. Int. und Retrograde Rays
mm × 10 -2

Fig. 26.

Um nun neben der Reflexion an der Glaswand der Röhre auch die Existenz einer Reflexion am Metall und das Vorhandensein der rücklaufenden Strahlen im Entladungsrohr mit Hilfe des Doppler-

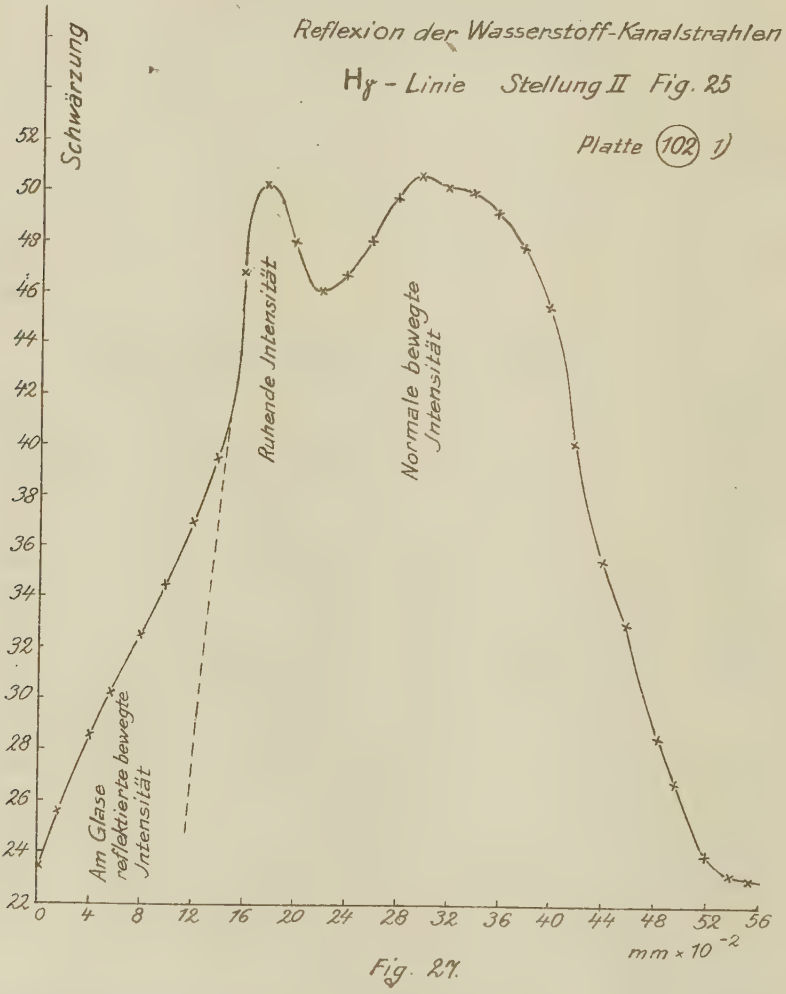


Fig. 27.

effekts festzustellen, wurden an dem Rohr, Figur 25, Doppleraufnahmen in sechs verschiedenen Stellungen gemacht, wobei durch Abblendung dafür Sorge getragen wurde, daß nur Licht von den für die Untersuchung in Betracht kommenden Teilen der Strahlen auf den Spalt fallen konnte.

Die Kathode bestand aus einer 2,5 mm starken Al.-Platte mit einer 5 mm Bohrung. Im Beobachtungsraum waren zwei (ursprünglich zu anderen Zwecken bestimmte) parallele Al.-Platten so angebracht, daß der Strahl zwischen ihnen durchging. Mit Hilfe dieser Platten und der darin angebrachten Fenster konnte man bei geeigneter Aufstellung des Spaltrohrs nur das Licht von den erwünschten Teilen des Strahls auf den Spalt fallen lassen.

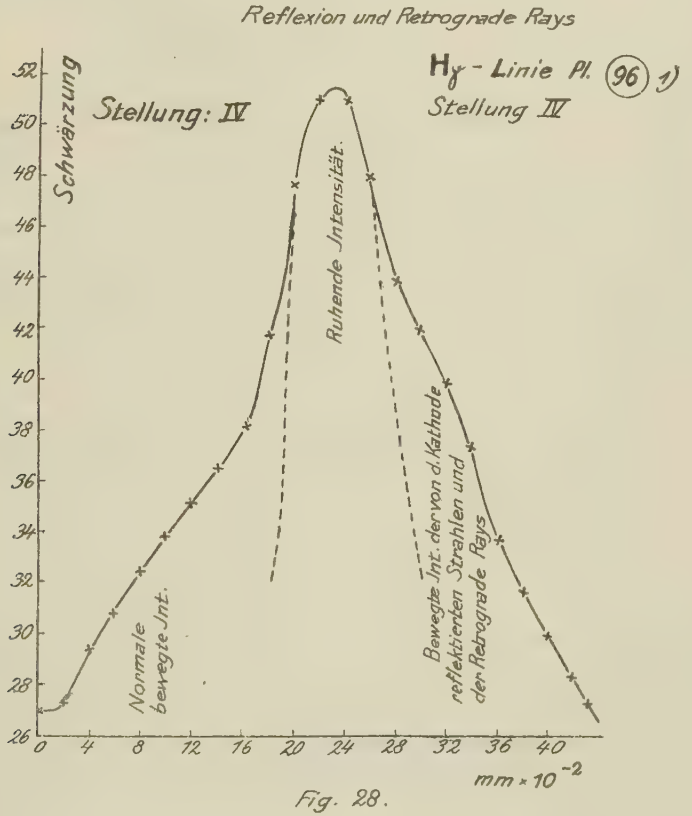


Fig. 28.

Die Resultate der Doppleraufnahmen in den sechs Stellungen sind in den folgenden Kurven wiegergegeben.

Bei allen Aufnahmen diente als Stromquelle für die Strahlen eine Hochspannungs-Gleichstrom-Maschine. Der Wasserstoff wurde einem Kippschen Apparat entnommen.

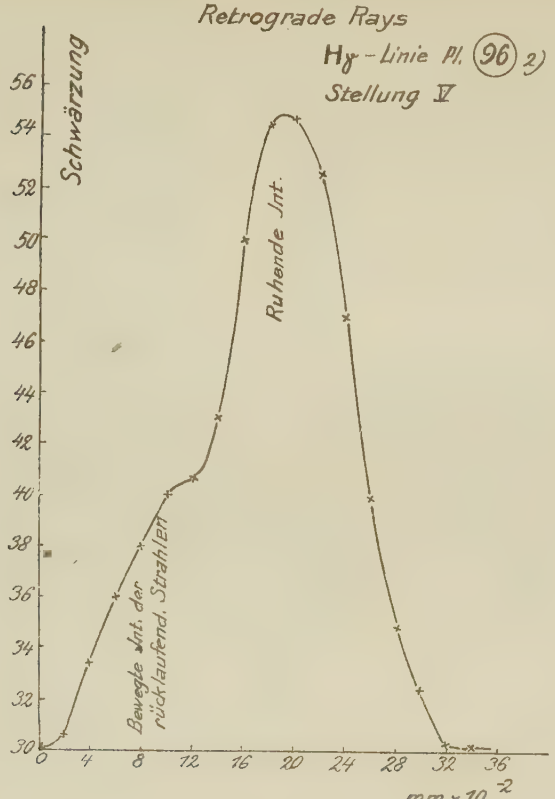

Retrograde Rays
Hγ - Linie Pl. (96) 2)
Stellung V
Schwärzung
Ruhende Int.
Bewegte Int. der rücklaufend. Strahlen
mm × 10 -2

Fig. 29.

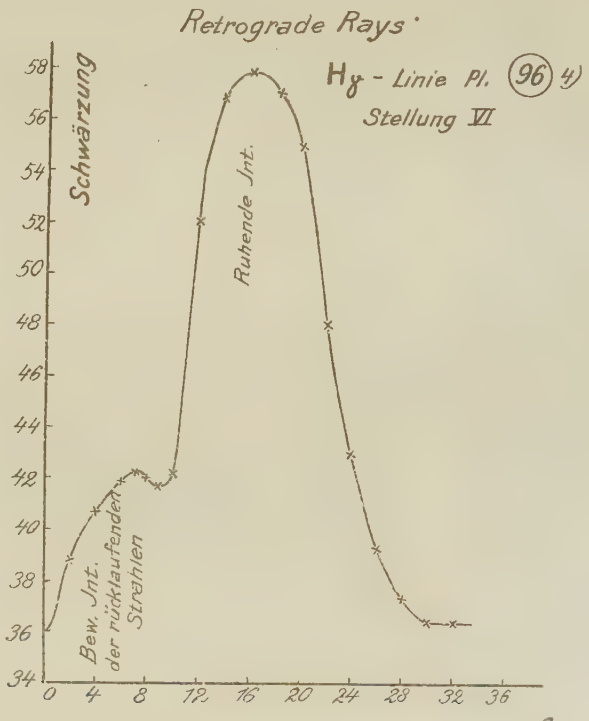

Retrograde Rays
Hγ - Linie Pl. (96) 4)
Stellung VI
Schwärzung
Ruhende Int.
Bew. Int. der rücklaufenden Strahlen
mm × 10 -2

Fig. 30.

Stellung I. (Fig. 26.)

Bedingungen: Spalt: 0,01 mm.
Spannung: 3400 Volt (Elektrometer).
Exposition: 12 Minuten.

Stellung II. (Fig. 27.)

Bedingungen: Spalt: 0,01 mm.
Spannung: 3400 Volt.
Exposition: 48 Minuten.

Stellung III.

Bei dieser Stellung wurde ein Strahlstück photographiert, welches 4—5 cm von der reflektierenden Glaswand entfernt war. Die Aufnahme zeigte gar keinen nach Rot verlaufenden Effekt. In eine Entfernung von 4—5 cm von der Glaswand gelangen wohl bei den angegebenen Bedingungen dank der diffusen Reflexion und der starken Absorption (im Gase) der kleinen Geschwindigkeiten nur wenige von den reflektierten Teilchen.

Stellung IV.

Bedingungen: Spalt: 0,01 mm.
Spannung: 2600 Volt.
Exposition: 20 Minuten.

Die Kurve der Figur 28 verläuft nach links und rechts unsymmetrisch, weil der nach links verlaufende Effekt vom Pinsel der normalen Kanalstrahlen vor der Kathode stammt, der nach rechts verlaufende Effekt ist aber wohl die Superposition des Effekts der rücklaufenden Strahlen und der am Aluminium der Kathode reflektierten Kanalstrahlenteilchen.

Stellung V. (Fig. 29.)

Bedingungen: Spalt: 0,015 mm.
Spannung: 2700 Volt.
Exposition: 30 Minuten.

Die Kurve, Figur 29, zeigt, daß an der Stelle der Röhre, wo der Kathodenfall anfängt, keine normalen Kanalstrahlen vorhanden sind. Der auf der Kurve sichtbare Effekt rührt wohl zum größten Teil von den rücklaufenden Strahlen her, da die am Metall diffus reflektierten Teilchen in der Entfernung von 5—6 cm von der Kathode keinen beträchtlichen Beitrag zum Effekt liefern können.

Stellung VI.

Bedingungen: Spalt: 0,015 mm.
Spannung: 3200 Volt.
Exposition: 40 Minuten.

Nach Figur 30 sind im Entladungsrohr auch in großer Entfernung von der Kathode noch rücklaufende Strahlen vorhanden. Das Auftreten des Minimums zwischen der ruhenden und bewegten Intensität in Figur 30 und das Fehlen des Minimums in Figur 29 zeigen, daß die Absorption der Retrograde Rays nach denselben Gesetzen vor sich geht, wie die Absorption der gewöhnlichen Kanalstrahlen in einer Gasatmosphäre: die Teilchen mit kleinen Geschwindigkeiten werden stärker absorbiert, wie diejenigen mit großen Geschwindigkeiten.

Am Metall reflektierte Kanalstrahlen[1]).

Aus den Aufnahmen, die in Figur 25 angegeben sind, konnte das Vorhandensein einer Reflexion der Kanalstrahlen an der Metallwand der Kathode nicht endgültig festgestellt werden, da bei den in Betracht kommenden Aufnahmen auch immer die Retrograde Rays vorhanden waren. Deshalb wurde eine besondere Anordnung hergestellt, bei der ein Kanalstrahl auf eine glattgeschliffene Aluminiumwand fiel (Figur 31).

Die Schwierigkeit hierbei war, den störenden Einfluß der gespiegelten Strahlen fortzuschaffen.

Ein Aluminiumstab von 6 mm ∅ wurde bei B in den Beobachtungsraum eingekittet. Das den Strahlen zugekehrte Ende des Stabes wurde so poliert, daß es regelmäßig spiegelte. Der Kanalstrahl wurde nun so abgegrenzt, daß der Querschnitt des Strahls

[1]) S. a. Ch. Füchtbauer, Phys. Zeitschr. 7. S. 153—157. 1906, und J. J. Thomson, Phil. Mag. 14. S. 364. 1907.

an der Stelle, wo er den Spiegel traf, dieselbe Größe hatte, wie die Oberfläche des Al-Spiegels. Auf diese Weise konnte kaum eine nennenswerte Menge Licht vom gespiegelten Kanalstrahl auf den Spalt des bei C unter 45° aufgestellten Spektroskops fallen, wenn D mit einer Linse L auf den Spalt abgebildet wurde. Die photographische Aufnahme zeigte neben dem normalen Dopplereffekt auch den Effekt der am Aluminiumspiegel reflektierten Strahlen.

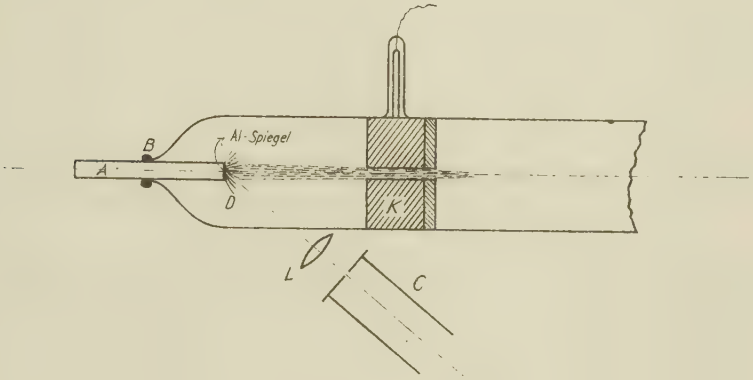


Fig. 31.

Figur 32 ist das ausphotometrierte Resultat einer derartigen Aufnahme der H_γ-Linie.

Bedingungen: Füllung: Kipp-Wasserstoff.
Spalt: 0,02 mm.
Spannung: 3300 Volt.
Exposition: 2 Stunden.

Die Ergebnisse der in diesem Abschnitt angeführten Versuche sind also folgende:

Die Wasserstoff-Kanalstrahlen werden sowohl am Glase (schon von W. Hermann konstatiert) als auch an einer Metallwand (Al.) ziemlich beträchtlich reflektiert.

Die Thomsonschen „Retrograde Rays“ sind im ganzen Entladungsraum von der Kathode bis zur gegenüberliegenden Glaswand mit Hilfe des Dopplereffekts zu finden. Ihre Eigenschaften sind ähnlich denen der normalen Kanalstrahlen: während ihres Verlaufs

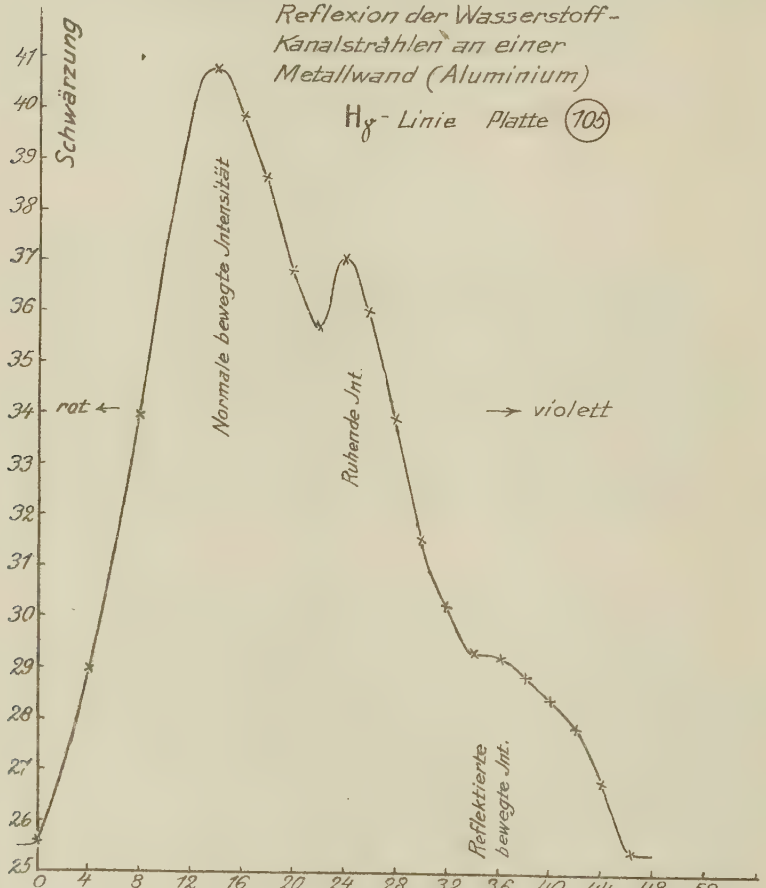


Fig. 32.

bleibt die Größe ihrer Geschwindigkeiten erhalten; nur werden die Teilchen mit den kleinen Geschwindigkeiten stärker absorbiert als die schnell bewegten.

In dem Entladungsraum zwischen dem Anfang des Kathodenfalls und dem Anodenansatz konnten keine leuchtenden auf die Kathode zueilenden Teilchen gefunden werden.

Aus einer Reihe von Spektralaufnahmen bei verschiedenen Spannungen konnte noch in Übereinstimmung mit J. Stark festgestellt werden, daß die Reflexion am Glase bei kleineren Spannungen viel stärker ist als bei großen. Am stärksten ist die reflektierte Intensität bei Spannungen bis 4000 Volt; bei höheren Spannungen wird sie immer schwächer. Bei Spannungen über 15 000 Volt konnte gar keine Glasreflexion mehr konstatiert werden.

Die Anregungsversuche.

Über den Ursprung der Träger der bewegten und der ruhenden Intensität der Kanalstrahlen.

Bei allen Linien, die im Spektrum der Kanalstrahlen den Dopplereffekt gezeigt haben, ist bisher neben der bewegten, verschobenen Intensität auch immer die ruhende, nicht verschobene Linie gefunden worden. Neben den bewegten, Licht aussendenden Teilchen sind also auch immer ruhende Lichtquellen im Kanalstrahl vorhanden.

Neuere Versuche [1]) haben gezeigt, daß ein Kanalstrahl beim Eintritt in ein sehr hohes Vakuum aufhört zu leuchten, d. h. weder die ruhende noch die bewegte Intensität besitzt. Sich selbst überlassen, klingen die schwingenden Leuchtzentren wohl schnell ab und können als Lichtquellen im Vakuum keine sehr lange Strecke fliegen. Damit der Kanalstrahl leuchtet, müssen die Teilchen immer von neuem zum Leuchten angeregt werden und die Rolle des Anregers übernimmt die Gas- oder Dampfatmosphäre, in welche der Strahl hineingeht. Zwischen den bewegten Teilchen des Kanalstrahls und den ruhenden des umgebenden Mediums müssen also Beeinflussungen, Zusammenstöße, stattfinden.

Für die Erklärung des Ursprungs der Träger der ruhenden und der bewegten Intensität sind nun folgende Möglichkeiten vorhanden:

1. Die Träger beider Intensitäten entstammen dem Entladungsraum und werden im Kathodenfall beschleunigt. Der eine Teil fliegt

[1]) Königsberger u. Kutschewski, Ber. der Heidelberg. Akad. 1910. Abh. 5, S. 7; v. Dechend u. Hammer, Ber. der Heidelberg. Akad. 1910. Abh. 21. S. 9.

unbehindert durch den Beobachtungsraum (hinter der Kathode), regt sich an den ruhenden Teilchen des umgebenden Mediums zum Leuchten an und erzeugt die bewegte Intensität. Der zweite Teil der Partikeln desselben Ursprungs kommt mit den Teilchen des ruhenden umgebenden Mediums zum Zusammenstoß, verliert dabei seine Geschwindigkeit, klingt ruhend ab und erzeugt die nichtverschobene Spektrallinie.

2. Die Träger der bewegten Intensität sind Teilchen des Beobachtungsraums, die durch Zusammenstöße mit den aus dem Kathodenfall stammenden Teilchen ihre Geschwindigkeit erhalten und zugleich zum Leuchten angeregt werden [1]). Die ruhende Intensität kann dann sowohl von den beim Zusammenstoß aufgehaltenen, als auch von den zwar zum Leuchten angeregten, aber nicht beschleunigten Teilchen des umgebenden Gases herrühren [2]).

3. Endlich ist es möglich, daß die Träger der bewegten Intensität aus dem Kathodenfall stammen, den ganzen Beobachtungrsaum durchfliegen, ohne im wesentlichen ihre Geschwindigkeiten anderen Teilchen abzutreten, und nur von den ruhenden Teilchen des Beobachtungsraums zum Leuchten angeregt werden. Ihrerseits regen die schnell bewegten Partikeln die ruhenden Teilchen des umgebenden Mediums zum Leuchten an, ohne ihnen eine Geschwindigkeit zu erteilen, die für die Erzeugung des Dopplereffekts in Betracht kommen könnte. Die letzteren Teilchen sind die Träger der ruhenden Intensität.

Aus seinen Versuchen mit Wasserstoff-Kanalstrahlen, die in einen von Luft durchströmten Raum hineingeleitet wurden, schloß B. Straßer [3]), „daß Kanalstrahlen beim Durchgang durch ein ruhendes Gas dieses zur Emission seines Spektrums veranlassen, und die Annahme erscheint damit bewiesen, daß auch die beim Dopplereffekt auftretenden ruhenden Linien eines Kanalstrahlenspektrums durch Stoß der bewegten Teilchen zur Emission gebracht werden.“ Andererseits fand O. Reichenheim [4]) bei Anodenstrahlen des Strontiums nur die bewegte Intensität und erklärte es dadurch, daß Metalldampf, der die ruhende Intensität emittieren könnte, offenbar im Entladungsraum nicht vorhanden war. Ein Analogieschluß für das Verhalten von Kanalstrahlen liegt nahe.

[1]) G. S. Fulcher, Astrophys. J. 33, 28—57, 1911.
[2]) J. Stark, Ann. d. Phys. 21. 430. 1906.
[3]) B. Strasser, Ann. d. Phys. 32, 1110, 1910.
[4]) O. Reichenheim, Ann. d. Phys. 33. 758. 1910.

Diese Anschauungen über den Ursprung der ruhenden und bewegten Intensität stimmen mit der letzten der oben angeführten möglichen Erklärungen überein.

Um endgültig zwischen den Möglichkeiten zu entscheiden, war es aber doch notwendig, systematische Versuche anzustellen.

Diese Versuche bestanden darin, daß die in einem Gase erzeugten Kanalstrahlen in ein anderes hineingeleitet wurden; der so entstandene leuchtende Strahl wurde spektrophotographisch untersucht. Es wurde dabei wieder die Durchströmungsmethode von W. Wien benutzt.

Die Versuchsanordnung ist aus der nebenstehenden Figur 33 zu ersehen.

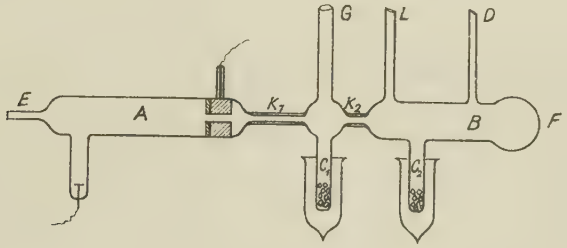


Fig. 33.

A = Entladungsraum,
B = Beobachtungsraum,
C_1, C_2 = Kohle-Kühl-Vorrichtungen,
D, E = Einströmung der Gase,
G = zur Gaedepumpe,
L = zum Mc Leod,
K_1 = Kapillare 2,4 mm ∅, 6 cm lang,
K_2 = Kapillare 4 mm ∅, 4 cm lang.

Bei E strömte aus dem Vorratsraum durch eine lange Kapillare (siehe Versuchsanordnung Seite 8) das Gas, in welchem die Kanalstrahlen entstehen sollten, ein und wurde zum Teil durch die Gaedepumpe abgepumpt, zum Teil durch die gekühlte Kohle in C_1 aufgenommen. Bei D strömte aus einem Vorratsgefäß wiederum durch eine 1,5 m lange Kapillare von 0,1 mm o das zum Anregen bestimmte Gas in den Beobachtungsraum und wurde seinerseits durch die Gaedepumpe und die Kohle in C_2 entfernt. Die Kokosnußkohle

wurde durch feste Kohlensäure und Aceton, wenn notwendig, auch durch flüssige Luft gekühlt. Mit Hilfe dieser Anordnung wurde eine genügende Trennung der beiden zu untersuchenden Gase erreicht.

Die Partialdrucke der beiden Gase im Beobachtungsraum konnten durch ein Mc Leod-Manometer gemessen werden. Strömte nur durch E Gas in den Entladungsraum, so konnte im Beobachtungsraum nur ein äußerst schwaches Leuchten des Strahls mit ausgeruhtem Auge wahrgenommen werden. Ließ man auch durch D einströmen, so leuchtete der Strahl in B hell auf. Beim gleichzeitigen Einströmen beider Gase konnte im Entladungsraum und im Kanalstrahl vor der Kapillare K_1 keine Spur des durch D einströmenden Gases spektroskopisch gefunden werden.

Bei F wurde der schon erwähnte sehr lichtstarke Spektralapparat von Steinheil unter einem Neigungswinkel zur Achse des Entladungsrohres so aufgestellt, daß kein Licht aus dem Entladungsraum und aus den Kapillaren auf den Spalt fallen konnte. Das Spektrum der Strahlen wurde wieder auf Schleußners Ultra-Rapid-Platten aufgenommen. Die Expositionszeiten betrugen in verschiedenen Fällen 4—20 Stunden. Die Spaltweite des Spektralapparats war 0,01—0,04 mm. Zuerst wurden die Versuche mit Sauerstoff und Stickstoff gemacht. Beide Gase waren käuflichen Bomben entnommen, wurden in Vorratsgefäßen über Phosphorpentoxyd getrocknet und strömten dann durch die langen Kapillaren in die Versuchsanordnung. Als Stromquelle für die Entladung diente das schon (Seite 7) erwähnte große Induktorium. Die an die Entladungsröhre angelegten Spannungen betrugen, in Funkenstrecken (Kugeln von 1 cm Rad.) gemessen, 8—10 mm.

1. Strömte nur Sauerstoff ins Entladungsrohr, so betrug der Druck des Sauerstoffs in B 0,0015 mm Hg. Das Leuchten des Strahls in B war dabei sehr gering. Sobald Stickstoff in den Beobachtungsraum hineingelassen wurde, betrug der Gesamtdruck in B 0,012 mm Hg. Das Leuchten des Strahls war dabei so intensiv, daß in vier Stunden Aufnahmen erhalten werden konnten, die bequem zu photometrieren waren.

Die photographische Platte zeigte in diesem Falle nur die ruhenden Intensitäten der Stickstofflinien, die Stickstoffbanden und nur die bewegten Intensitäten der stärksten Sauerstoff-Funkenlinien.

Nun wurden die Rollen der Gase gegenseitig vertauscht.

2. Strömte nur Stickstoff in den Entladungsraum, so betrug sein Partialdruck im Beobachtungsraum 0,003 mm Hg. Bei gleichzeitigem Einströmen von Sauerstoff in den Beobachtungsraum zeigte das Manometer in B den Druck 0,011 mm Hg. Das Leuchten des Strahls in B war wieder so intensiv, daß in vier Stunden gute Bilder der Spektrallinien erhalten wurden.

Dieser inverse Versuch ergab auf der Platte nur die ruhenden Intensitäten der Sauerstofflinien und nur die bewegten Intensitäten der stärksten mit Dopplereffekt behafteten Stickstofflinien.

Zwischen dem Beobachtungsraum und dem Mc Leod-Manometer (bei L) war keine Kühlvorrichtung angebracht: deshalb konnte eine kleine Menge Hg-Dampf aus dem Manometer durch B zur Kühlung C_2 strömen. Da der Hg-Dampf durch Kanalstrahlen eines jeden Gases intensiv zum Leuchten angeregt wird, so wurden die stärksten Hg-Linien immer auch auf den Platten erhalten. Die intensivste im Blau liegende Hg-Linie $\lambda = 4358$ Å wurde zum Ausmessen des Spektrums benutzt. Die in Betracht kommenden Teile der Spektra waren mit dem Hartmannschen Mikrophotometer ausphotometriert und die Schwärzungen als Kurven aufgetragen.

Das beigefügte Diagramm I (Figur 34) zeigt im Falle 1 (Anregung des Stickstoffs durch einen Sauerstoff-Kanalstrahl) an der Sauerstofflinie $\lambda = 4415$ Å deutlich die starke bewegte und die schwache ruhende Intensität. Die letztere rührt vom geringen noch vorhandenen Partialdruck des Sauerstoffs im Beobachtungsrohr her.

Im Falle 2 (Anregung des Sauerstoffs durch einen Stickstoffkanalstrahl) zeigt die Kurve der Linie $\lambda = 4415$ Å das inverse Verhalten der Intensitäten: die ruhende Intensität ist sehr stark, die bewegte ganz schwach. Außerdem zeigt das Diagramm I im Falle 1 die ruhenden Intensitäten der Linien $\lambda = 4437$ Å und $\lambda = 4431$ Å, deren Zugehörigkeit zum Stickstoff zwar nicht ganz sicher ist, die aber immer in meinen Stickstoff-Kanalstrahlen auftraten; im Falle 2 ist an den entsprechenden Stellen des Spektrums keine Schwärzung zu bemerken, was der Erwartung entspricht, da bei diesen Linien auch bei früheren Untersuchungen kein Dopplereffekt gefunden worden war (siehe Seite 29). Andererseits ist im Falle 2 die ruhende Intensität der Sauerstofflinie $\lambda = 4367$ Å vorhanden, während an der entsprechenden Stelle im Falle 1 die Platte keine Schwärzung zeigt.

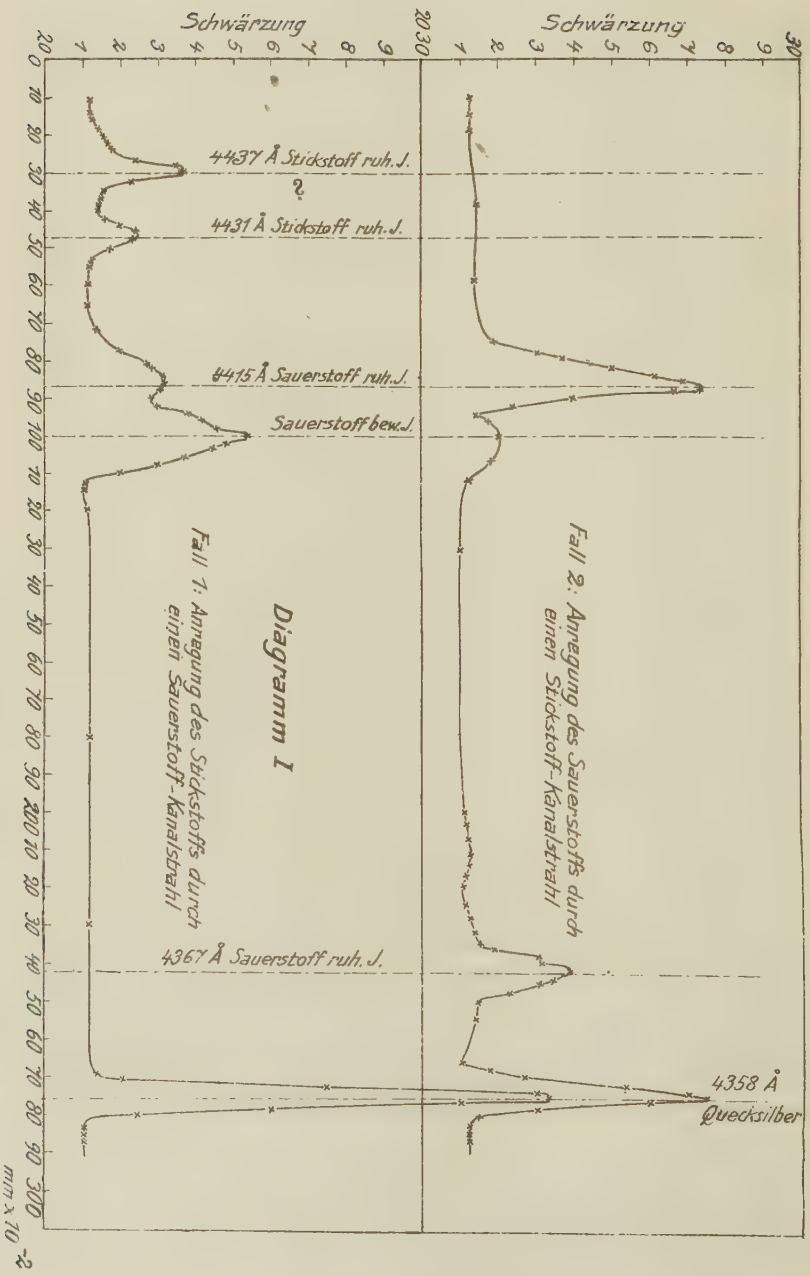

Schwärzung
Schwärzung
4437 Å Stickstoff ruh. J.
?
4431 Å Stickstoff ruh. J.
4415 Å Sauerstoff ruh. J.
Sauerstoff bew. J.
4367 Å Sauerstoff ruh. J.
Diagramm I
Fall 1: Anregung des Stickstoffs durch einen Sauerstoff-Kanalstrahl
Fall 2: Anregung des Sauerstoffs durch einen Stickstoff-Kanalstrahl
4358 Å
Quecksilber
mm x 10⁻²

Fig 34.

Das Diagramm II (Figur 36) gilt für Versuche an Wasserstoff und Stickstoff. Bei allen Anregungsversuchen, an denen Wasserstoff teilnahm, mußte die Anordnung der Fig. 33 ein wenig verändert werden, da die Trennung des Wasserstoffs von anderen Gasen durch Kapillaren schwieriger ist. Es mußten engere und längere Kapillaren genommen werden, und da der Wasserstoff von der Kohle nur sehr wenig aufgenommen wird, mußte das Abpumpen durch zwei Gaedepumpen besorgt werden. Die Figur 35 zeigt die für Wasserstoffversuche abgeänderte Anordnung.

Die Bedeutung der Buchstaben in der Figur 35 ist dieselbe wie in Figur 33. G_1 und G_2 führen zu den beiden Gaedepumpen. Die Kapillare K_1 war in die Al-Kathode eingesetzt, hatte eine Länge

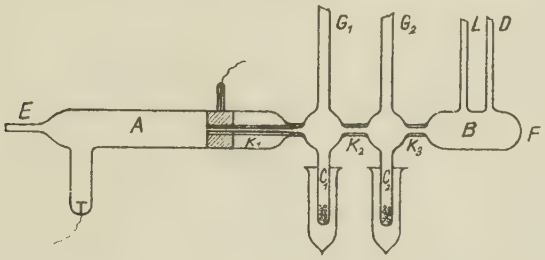


Fig. 35.

von 7 cm und einen Durchmesser von 1 mm. Die Kapillare K_2 war 4 cm lang und hatte 3 mm ∅; K_3 war auch 4 cm lang und hatte 4 mm ∅.

Der durch die langen und engen Kapillaren sehr stark geschwächte Kanalstrahl bedingte sehr lange Expositionszeiten (bis zu 20 Stunden)- Eine ganz saubere Trennung der beiden Gase konnte kaum erreicht werden. Trotzdem zeigt das Diagramm II, daß im Falle (1) des Hineindringens eines Wasserstoffstrahls in Stickstoff nur die bewegte Intensität des Wasserstoffs auftritt. Umgekehrt ist im Falle (2) eines Stickstoff-Kanalstrahls in einer Wasserstoffatmosphäre nur die ruhende Intensität des Wasserstoffs vorhanden (H_γ-Linie).

Die immer auf den Platten vorkommende H_g-Linie $\lambda = 4358$ Å zeigt kienen Dopplereffekt, weil bei der in Figur 34 skizzierten Anordnung der Hg-Dampf nur im Raum B vorhanden sein kann und also nur ruhend zum Leuchten angeregt werden kann. Wurde das

Kühlgefäß bei C_1 entfernt, so daß Hg-Dampf aus der Gaedepumpe in den Entladungsraum gelangen konnte, so entstanden neben den Kanalstrahlen des durchströmenden Gases auch Hg-Kanalstrahlen, und die Linie $\lambda = 4358$ Å zeigte einen schwachen, aber doch merklichen Dopplereffekt.

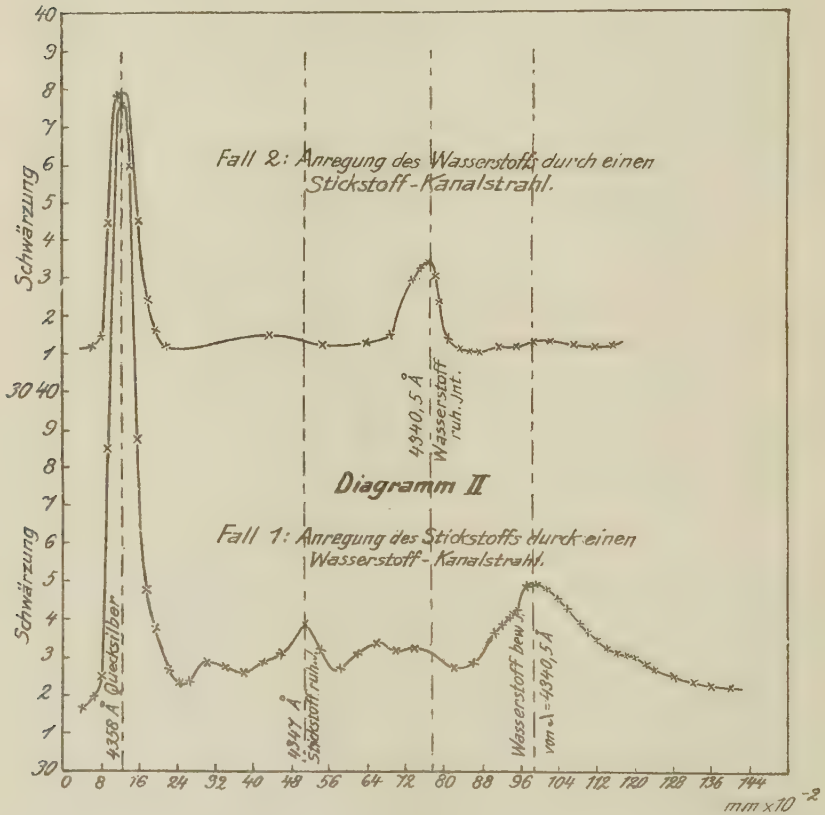


Fig. 36.

Aus den Resultaten der beschriebenen Versuche kann also gefolgert werden, daß von den drei oben angeführten möglichen Erklärungen für den Ursprung der ruhenden und bewegten Intensität nur die letzte richtig sein kann:

Die im Kathodenfall beschleunigten Teilchen durcheilen den ganzen Beobachtungsraum, ohne wesentlich an Geschwindigkeit zu verlieren; sie regen sich selber an den ruhenden Teilchen des um-

gebenden Gases zum Leuchten an und sind die Träger der bewegten Intensität. Im Vorbeifliegen regen sie auch die ruhenden Teilchen des Beobachtungsraums zum Leuchten an, ohne ihnen Geschwindigkeiten zu erteilen. Die letzteren Teilchen sind die Träger der ruhenden Intensität.

Über die Anregung verschiedener Gase durch Kanalstrahlen verschiedener Elemente.

In den bisher mitgeteilten Versuchen wurde nur das gegenseitige Verhalten von Sauerstoff und Stickstoff einerseits und von Wasserstoff und Stickstoff andererseits beobachtet. Es lag nun die Frage nahe, ob die Kanalstrahlen eines beliebigen Gases zur Anregung eines jeglichen Gases fähig waren, und ob seinerseits jedes ruhende Gas die bewegte Intensität eines beliebigen Kanalstrahls zum Leuchten bringen konnte.

Mit den zur Verfügung stehenden Gasen werden deshalb Anregungsversuche in folgenden paarweisen Kombinationen angestellt:

Es wurden mit der in Figur 35 angeführten Anordnung bei ungefähr gleichen Druckbedingungen im Beobachtungsrohr und gleichen Entladungsspannungen zur Anregung gebracht:

Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlensäure } durch Wasserstoff-Kanalstrahlen.

Ferner:

Wasserstoff, Stickstoff, Kohlensäure } durch Sauerstoff-Kanalstrahlen.

endlich:

Wasserstoff, Sauerstoff } durch Stickstoff-Kanalstrahlen.

In allen Fällen wurde der Strahl leuchtend, wenn das betreffende Gas durch den Beobachtungsraum strömte, und emittierte das ruhende Spektrum des Gases. Die Gesamtlichtintensität war in den einzelnen Fällen sehr verschieden: so leuchteten z. B. die Wasserstoffstrahlen, in Stickstoff hineingeleitet, viel intensiver, als Wasserstoff in Wasserstoff, und auch intensiver als Stickstoff in Stickstoff.

CO_2 wurde viel stärker durch einen Wasserstoff-Kanalstrahl angeregt, als wie durch einen Sauerstoffstrahl. Ob für die stärkere oder schwächere Anregbarkeit der einzelnen Gase die Beschaffenheit der Atome (oder Moleküle) maßgebend ist, oder ob die Leuchtkraft des Strahls nur von der Zahl der bewegten Teilchen und von der Größe ihrer Geschwindigkeit, oder von der $\Sigma \frac{1}{2} mv^2$ für den Strahl abhängt, darüber konnten diese Versuche keinen Aufschluß geben, da ja bei der Anregung verschiedener Gase durch denselben Kanalstrahl die spektrale Verteilung des angeregten Lichts eine ganz verschiedene war, dagegen bei Anregung eines Gases durch verschiedene Strahlen, die derselben Entladespannung entstammten, sowohl die Zahl der bewegten Teilchen, die Geschwindigkeiten, als auch $\Sigma \frac{1}{2} mv^2$ für alle bewegten Teilchen der beiden Strahlen verschieden waren.

In den meisten der oben erwähnten Fälle konnten bei genügend langen Expositionen auch die bewegten Intensitäten der erregenden Strahlen auf der Platte erhalten werden.

Die Anregung des Hg-Dampfes durch Kanalstrahlen.

Etwas anders als die angeführten Gase verhielt sich der Hg-Dampf, wenn durch ihn Kanalstrahlen hindurchgelassen wurden. Während der Hg-Dampf selbst sehr intensiv zur Emission seines ruhenden Spektrums von jeglichen Kanalstrahlen angeregt wird, scheint er die bewegten Teilchen der Kanalstrahlen anderer Gase gar nicht oder (im Vergleich zu anderen Gasen) nur in sehr geringem Maße zur Emission veranlassen zu können.

Diese Anregungsversuche mit Hg-Dampf sollen hier zum Schluß noch kurz geschildert werden: Es wurde dazu dieselbe Anordnung, wie die in Figur 35 skizzierte benutzt, nur war aus dem Rohransatz C_2 die Kohle entfernt, und statt dessen eine kleine Menge Quecksilber hineingebracht. Um das Rohr C_2 und die Kapillare K_2 war ein Asbestmantel SS angebracht, damit man diesen Teil der Anordnung mit Hilfe einer kleinen, unter den Asbestmantel gestellten Bunsenflamme auf einer bestimmten Temperatur halten konnte. Als erregende Strahlen wurden zuerst wieder Wasserstoff-Kanalstrahlen genommen.

In Figur 37 ist die Anordnung noch einmal skizziert:

Durch E strömte der Wasserstoff ein; D war jetzt ganz geschlossen.

Wurde C_2 gekühlt, so konnte man in K_2, H_2, K_3 und B nur ein sehr schwaches Leuchten des Strahls wahrnehmen.

Wurde C_2 erwärmt, so verdampfte das Hg und destillierte nach C_1 hinüber, wobei der Hg-Dampf H_2 und K_2 passierte. Der Strahl leuchtete dann in K_2 und H_2 hell auf.

Wenn im Entladungsrohr ein Druck von ca. 0,015 mm Hg herrschte, so war in B ein Wasserstoffdruck, der nur einige Zehntausendstel Millimeter betrug, leicht herzustellen.

Die visuelle spektroskopische Untersuchung der Anregung des Hg durch H-Strahlen bei fortdauerndem Heizen des Hg durch die kleine Bunsenflamme bei J ergab folgende Resultate:

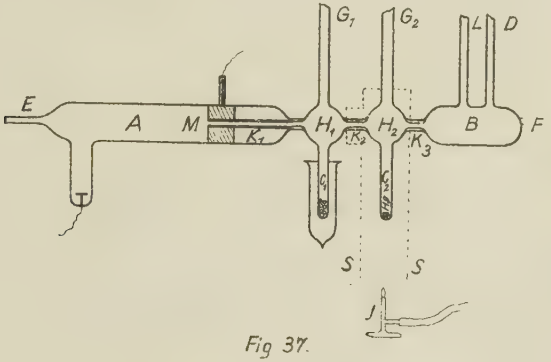


Fig 37.

bei M nur Wasserstoffspektrum,
in K_1 nur Wasserstoffspektrum und Glasfluoreszenz,
bei H_1 sehr schwaches Leuchten des Strahls,
in K_2 und bei H_2 sehr starkes Hg-Spektrum, gar kein Wasserstoff zu bemerken,
in K_3 und B auch ziemlich intensives Hg-Spektrum.

Bei direkt axialem Anvisieren bei F zeigte sich ein starkesHg-Spektrum, aber auch ein intensives Wasserstoff-Spektrum. Wurde der Spektralapparat unter kleinem Neigungswinkel zum Strahl aufgestellt, so war nur das Hg-Spektrum intensiv zu sehen, die Wasserstofflinien fehlten gänzlich. Analoge Resultate wurden auch im Falle eines Stickstoffstrahls in Hg-Dampf erhalten.

Auch die spektrophotographischen Aufnahmen der Wasserstoff- und Stickstoff-Kanalstrahlen im Hg-Dampf zeigten, trotz langer (15stündiger) Expositionen, zwar sehr intensiv die ruhenden Hg-

Linien, aber keine Spur der bewegten Intensitäten der Wasserstoff- resp. Stickstoff-Linien.

Deshalb müssen wir annehmen, daß der Hg-Dampf von Kanalstrahlen sehr stark zum Leuchten angeregt wird, aber die bewegten Teilchen der Kanalstrahlen anderer Elemente (der Gase) entweder gar nicht oder nur in sehr geringem Maße zum Leuchten anzuregen imstande ist.

Der inverse Versuch der Anregung eines Gases durch einen reinen Hg-Kanalstrahl und der Anregung der bewegten Intensität des Hg-Strahls durch die umgebende Gasatmosphäre ist noch nicht ausgeführt worden, besonders deshalb, weil es schwer ist, einen ganz reinen Quecksilber-Kanalstrahl dauernd zu erzeugen.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Auch diejenigen Linien des Viellinienspektrums des Wasserstoffs, bei denen Dufour den Zeemaneffekt gefunden hat, haben im Kanalstrahl keinen Dopplereffekt.

2. Hauptserienlinien des Wasserstoffs konnten im Kanalstrahl nicht gefunden werden.

3. Alle in den Kanalstrahlen auftretenden Funkenlinien des Sauerstoffs besitzen einen Dopplereffekt von gleicher Größe (in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Paschen) und haben wohl einen gemeinsamen Träger.

4. Bei den Serienlinien des Sauerstoffs konnte ich (im Gegensatz zu J. Stark) keinen Dopplereffekt finden.

5. Die Träger einiger Sauerstoffbanden können im Kathodenfall nicht bestehen, während sie in dem einen kräftefreien Raum durchdringenden Kanalstrahl beständig sind.

6. Die in den Kanalstrahlen vorkommenden Stickstoffbanden des negativen Pols haben (in Übereinstimmung mit W. Hermann) keinen Dopplereffekt gezeigt; die Träger dieser Banden sind auch im elektrischen Felde beständig.

7. Einzelne Linien des Stickstoffs haben im Kanalstrahl den Dopplereffekt. Es müssen für diese Linien mindestens zwei verschiedene Träger vorhanden sein, da es Effekte von verschiedener Größe gibt.

8. Die Größe des Effekts ändert sich bei Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff nicht proportional $\sqrt{V}$, sondern erreicht unter normalen Versuchsbedingungen bei einer für jedes Gas charakteristischen Spannung eine Grenze.

9. Während die Träger des Wasserstoffs im Kanalstrahl eine Elementarladung besitzen, muß man für die bewegten Träger des Sauerstoffs und Stickstoffs mehrfache Ladungen annehmen. Diese Träger können mit den hauptsächlich in den Kanalstrahlen vorkommenden Atomen, die mit einer Ladung beschleunigt sind, nicht identisch sein.

10. Ein Magnetfeld hat auf den Dopplereffekt des Sauerstoff-Kanalstrahls einen ganz ähnlichen Einfluß, wie auf den Dopplereffekt des Wasserstoff-Kanalstrahls.

11. Die Kanalstrahlen des Wasserstoffs werden beim Durchfliegen eines Gases nicht gebremst; die Teilchen mit kleinen Geschwindigkeiten werden dabei stärker absorbiert, als die mit großen Geschwindigkeiten.

12. Die Kanalstrahlen des Wasserstoffs werden (besonders bei kleinen Geschwindigkeiten) sowohl an Glas (wie schon W. Hermann gefunden), als auch an Metall erheblich reflektiert.

13. Die „Retrograde Rays“ sind im ganzen Entladungsraum mit Hilfe des Dopplereffekts zu konstatieren und verhalten sich in bezug auf Geschwindigkeit und Absorption durch das umgebende Medium ähnlich wie die normalen Kanalstrahlen.

14. Die Träger der bewegten Intensität der Kanalstrahlen entstammen dem Kathodenfall, durchfliegen das umgebende Gas, ohne an Geschwindigkeit einzubüßen oder die Geschwindigkeit auf andere Teilchen zu übertragen. Die ruhenden Teilchen des umgebenden Mediums erhalten bei den Zusammenstößen mit den bewegten Teilchen keine Geschwindigkeiten, die für den Dopplereffekt in Betracht kommen könnten, sondern werden ruhend zum Leuchten angeregt und sind die Träger der ruhenden Intensität.

15. Die meisten Gase können von Kanalstrahlen anderer Gase zum Leuchten angeregt werden und regen ihrerseits die bewegten Teilchen zur Emission der bewegten Intensität an.

16. Der Hg-Dampf wird von jeglichen Kanalstrahlen sehr stark zum Leuchten angeregt, besitzt aber die Fähigkeit, die bewegte Intensität der Strahlen anderer Gase anzuregen, entweder gar nicht, oder doch nur in sehr geringem Maße.

Zum Schluß möchte ich Herrn Geheimrat W. Wien, auf dessen Anregung und unter dessen Leitung ich die beschriebenen Versuche ausgeführt habe, für das Interesse, welches er stets meiner Arbeit entgegenbrachte, meinen wärmsten Dank aussprechen. Auch Herrn Prof. Dr. Harms bin ich für zahlreiche wertvolle Ratschläge Dank schuldig.

Lebenslauf.

Ich, Heinrich Wilsar, ev.-lutherischer Konfession, bin am 27. August 1877 als Sohn des erblichen Ehrenbürgers und Kaufmanns Carl Wilsar und seiner Gattin Louise, geb. Schönjahn, zu Moskau geboren; besuchte daselbst das (humanistische) Peter-Pauls-Gymnasium, studierte darauf an der Universität Moskau und war auch je ein Semester an den Universitäten Berlin und Göttingen immatrikuliert. Im Jahre 1901 bestand ich die Staatsprüfung in der physikalisch-mathematischen Prüfungskommission zu Moskau mit dem Diplom ersten Grades. Nachdem ich der Militärpflicht genügt hatte, studierte ich, mit mehreren Unterbrechungen zwecks praktischer Tätigkeit und militärischer Übungen, an der Technischen Hochschule zu Dresden Elektrotechnik, erhielt daselbst den Grad eines Diplom-Ingenieurs und war darauf als Ingenieur in der Praxis tätig. Seit Pfingsten 1909 bin ich an der hiesigen Universität immatrikuliert und arbeite im physikalischen Institut, woselbst ich die vorliegenden Untersuchungen ausgeführt habe. In Würzburg habe ich bei folgenden Professoren Vorlesungen angehört und an Übungen teilgenommen: Wien, Cantor, Harms, Rost, v. Weber, Hilb, Buchner, Manchot, v. Halban. Allen meinen Lehrern spreche ich hier meinen Dank aus; insbesondere bin ich meinem hochverehrten Lehrer Herrn Geheimrat W. Wien zu Dank verpflichtet, ebenso auch Prof. Dr. Lebedew, unter dessen Leitung ich im physikalischen Laboratorium der Universität Moskau gearbeitet habe.

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Juni 1912.